



Etude des sources X faibles des amas globulaires de la galaxie avec XMM-Newton

Bruce Gendre

► To cite this version:

Bruce Gendre. Etude des sources X faibles des amas globulaires de la galaxie avec XMM-Newton. Phénomènes cosmiques de haute energie [astro-ph.HE]. Université Paul Sabatier - Toulouse III, 2004. Français. NNT: . tel-01025786

HAL Id: tel-01025786

<https://theses.hal.science/tel-01025786>

Submitted on 18 Jul 2014

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

THESE

présentée au Centre d'Etude Spatiale des Rayonnements
par

Bruce Gendre

en vue de l'obtention du grade de

Docteur de l'Université Paul Sabatier - Toulouse III

Spécialité

ASTROPHYSIQUE

**Etude des sources X faibles des amas
globulaires de la galaxie
avec XMM-Newton**

Soutenue le 07 Janvier 2004 devant la commission d'examen composée de :

Pr. Peter von Ballmoos	Président
Dr. Jean-Marie Hameury	Rapporteur
Dr. Jean-Pierre Lasota	Rapporteur
Dr. Michel Aurière	Examineur
Dr. Jean Ballet	Examineur
Dr. Didier Barret	Directeur de thèse

Résumé de la thèse

Les amas globulaires contiennent deux classes de sources X se différenciant par leur luminosité. Tout d'abord, les sources X brillantes ($L_X > 10^{36}$ ergs/s), qui sont des binaires X de faible masse identiques à celles contenues dans le disque galactique. La seconde classe regroupe les objets de luminosité X faible ($L_X < 10^{34.5}$ ergs/s). Elle est composée d'objets de natures diverses, principalement des systèmes binaires où l'accrétion de matière sur l'un des deux composants (une étoile à neutrons, une naine blanche) est responsable de l'émission X observée.

Déterminer la population de sources X des amas globulaires permet donc d'étudier les mécanismes de formation des systèmes binaires, lesquels jouent un rôle fondamental dans l'évolution des amas globulaires en assurant leur équilibre dynamique.

Cette thèse est centrée sur l'étude des populations X de 4 amas globulaires observés avec les satellites XMM-Newton ou Chandra : ω Cen, M13, M22 et NGC 6366. Notre échantillon nous a permis d'étudier les populations de sources X faibles et de tester les scénarii de formation des binaires en fonction de divers paramètres comme la masse, la taille et la densité stellaire de l'amas.

Nous avons associé des sources X faibles à chaque amas (respectivement 30, 5, 2 et 1). Ces sources se trouvent dans le cœur des amas. Nous avons également détecté un excès significatif de sources dans les régions externes d' ω Cen. Nous avons enfin découvert une binaire X de faible masse avec une étoile à neutrons dans M13 (sa contrepartie a été recherchée dans les données du télescope spatial Hubble).

Nous montrons que le nombre de binaires X de faible masse avec une étoile à neutrons contenues dans un amas est corrélé avec le taux de collision stellaire. Ceci pourrait indiquer que ces binaires sont formées par la capture gravitationnelle par une étoile à neutrons d'un autre astre dans le cœur des amas. Nous avons également étudié les mécanismes de formation des autres catégories de binaires.

Mots clefs : Amas Globulaires (Oméga du Centaure, M13, M22, NGC 6366) ; XMM-Newton ; Chandra ; télescope spatial Hubble (HST) ; Analyse spectro-temporelle ; Corrections astrométriques ; Mécanismes de formation des binaires ; Binaires X de faible masse.

Remerciement

Avant de commencer mon long exposé, je tiens ici à remercier tous ceux sans qui ce mémoire n'aurait jamais existé. Par ordre chronologique, je remercie donc chaleureusement Gilbert Vedrenne, sans qui je n'aurais pas obtenu de bourse de thèse et n'aurais jamais commencé cette aventure. Je remercie également Didier Barret, qui m'a accueilli et guidé tout au long de mon périple. Je remercie mes rapporteurs, Jean-Marie Hameury et Jean-Pierre Lasota d'avoir accepté de lire et de commenter ce texte. Je remercie les membres de mon jury, Michel Aurière et Jean Ballet, d'avoir accepté de juger mon travail. Enfin, j'exprime toute ma gratitude à Peter von Ballmoos d'avoir accepté de présider ce jury.

Réaliser une thèse, c'est un peu comme un conte de fée. Aussi, dans 'Bruce au pays des amas globulaires', beaucoup de personnages m'ont aidé à traverser le gouffre.

Merci donc à mes trois bonnes fées, Carole Thiebaut, Laurence Boirin et Elisabeth Jourdain, de m'avoir soutenu dans chaque épreuve de la quête. Merci au souverain, Dominique LeQueau, de m'avoir accueilli en la forteresse du CESR, poste avancé du royaume à la frontière des territoires inconnus. Merci à ma princesse, Cendrine, de m'avoir un temps accompagné dans les premières difficultés. Un grand merci aux constructeurs de mon arme favorite, l'XMM-Newton, et aux équipes de maintenance des logiciels d'analyse (même si la période de rodage a été particulièrement longue...). Le soutien logistique était assuré par les trésorières du royaume, Monique et Dorine, que je remercie beaucoup pour m'avoir ouvert quand cela était nécessaire les coffres, joyeusement remplis grâce à d'impopulaires impôts. Je remercie également chaleureusement mon équipière de toujours, spécialiste de voltige et autres acrobaties, Natalie Webb. Je remercie bien évidemment toute la clique qui me suivait dans ce voyage, ONC, Chris, Alice, Manu, Céline et les autres. Il m'a fallu combattre de nombreux monstres avant d'arriver au but, terribles cafards et autres bêtes terrées dans le code des logiciels que je trouvais sur ma route. Dans ces cas particuliers, je remercie les autres équipes d'aventuriers du royaume, en particulier César Bertucci, Bérengère Parise, Hanna Sabat, Xavier Dupac, Alexandre Marcowith, Martin Giard, Christine Joblin, Jean-Pierre Roques, pour leurs conseils.

TABLE DES MATIERES

Introduction.....	11
I Les amas globulaires	15
1 Que sont les amas globulaires ?.....	15
1.1 La découverte des amas globulaires.....	15
1.2 Le contenu et l'âge des amas	15
2 Les observations optiques des amas globulaires	15
2.1 Les grandeurs caractéristiques.....	16
2.2 Les diagrammes couleur-magnitude des amas	17
3 Les amas globulaires vus aux rayons X.....	18
4 La nature des sources X des amas globulaires	21
4.1 Les sources X fortes : des binaires X de faible masse accrétantes	21
4.2 Les sources X faibles : une variété d'objets	22
4.2.1 Les variables cataclysmiques	22
4.2.2 Les transitoires X quiescentes contenant une étoile à neutrons	23
4.2.3 Les pulsars milliseconde.....	24
4.2.4 Les binaires X de faible masse contenant un trou noir quiescent	25
4.2.5 Les binaires actives de types BY Dra ou RS CVn	25
4.2.6 Les sources n'appartenant pas aux amas	26
5 La formation et l'évolution des binaires dans les amas globulaires	27
5.1 Les binaires primordiales	28
5.2 La formation et l'évolution des binaires par interactions dynamiques	28
5.2.1 La formation d'une binaire par rencontre directe de deux astres.....	28
5.2.2 La formation d'une binaire par rencontre directe de trois astres	30
5.2.3 L'interaction d'une binaire avec un astre solitaire	31
6 L'évolution et la stabilité des amas globulaires	31
6.1 La ségrégation de masse.....	31
6.2 L'effondrement final de l'amas	32
7 Pourquoi étudier les sources X faibles des amas globulaires avec XMM-Newton ?.....	33
II L'observatoire spatial XMM-Newton.....	35
1 Vue générale.....	35
1.1 La mission XMM-Newton : orbite et durée de vie	35
1.2 Le plan focal de l'observatoire	35
2 Présentation des détecteurs de XMM-Newton.....	36
2.1 Le principe de fonctionnement d'un détecteur CCD	36
2.2 La caméra EPIC-PN.....	37
2.3 Les caméras EPIC-MOS	38
2.4 Les autres instruments.....	40
2.4.1 Les spectromètres RGS	40
2.4.2 Le moniteur optique	40
3 Le bruit de fond	40
3.1 Les bouffées de protons.....	41
3.2 Les bruits électroniques.....	41
3.3 Le fond diffus X.....	42
4 Le traitement des données.....	43
4.1 La détection des sources.....	43
4.1.1 Les algorithmes de détections.....	43
4.1.2 La validation des détections.....	44
4.1.3 La limite de détection et le problème du vignetting.....	45

4.1.4 L'estimation du nombre de sources associées à l'amas	47
4.3 L'analyse spectrale et temporelle des sources X des amas globulaires	47
5 Le programme amas globulaire du CESR.....	48
III L'amas globulaire NGC 5139, Oméga du Centaure	49
1 Oméga du Centaure, le roi des amas	49
2 Les résultats de l'observation de XMM-Newton	49
IV Les amas globulaires M13, M22 et NGC 6366	69
1 L'amas globulaire d'Hercule, M13.....	69
1.1 Que savions nous de M13 ?.....	69
1.2 L'observation de XMM-Newton	70
1.3.2 Dans le reste du champ de vue.....	71
1.3.3 L'estimation du nombre de sources non associées à l'amas.....	71
1.4 La découverte d'une binaire X de faible masse en quiescence avec une étoile à neutrons dans le cœur de M13.....	72
1.5 Les sources variables du champ de XMM-Newton.....	78
1.5.1 La source ROSAT Gb	78
1.5.2 La source XMM-Newton 4.....	79
1.5.3 Les sources hors du rayon de demi-masse.....	79
2 L'amas globulaire M22.....	79
2.1 Que savions nous de cet amas ?.....	79
2.2 L'observation de XMM-Newton	81
2.3 Le contenu du champ de vue	81
2.3.1 Dans le cœur et le rayon de demi-masse	81
2.3.2 Dans le reste du champ de vue.....	82
2.3.3 L'estimation du nombre de sources associées à l'amas	82
2.4 Les sources du rayon de demi-masse.....	83
2.4.1 La source centrale	83
2.4.2 La seconde source du cœur.....	84
2.5 Les diagrammes de couleurs de l'amas.....	86
3 L'amas globulaire NGC 6366	87
3.1 Que savions nous de cet amas ?.....	87
3.2 L'observation de XMM-Newton	88
3.3 Les sources détectées	88
3.3.1 Dans le cœur et le rayon de demi-masse	88
3.3.2 Dans le reste du champ de vue.....	89
3.3.3 L'estimation du nombre de sources associées à l'amas	89
4 La nature des sources X faibles des amas	89
5 Les mécanismes de formation des binaires dans les amas globulaires	91
V La synthèse des résultats des observations de XMM-Newton et de Chandra	93
1 Les résultats des observations	93
1.1 Récapitulatif des observations	93
1.2 Le nombre et la répartition spatiale des sources	93
1.3 Les résultats marquants de ces observations	94
2 La formation des binaires.....	95
2.1 Le taux de collision.....	95
2.2 L'influence des binaires primordiales dans les diagrammes taux de collision-nombre de sources.....	95
3 Etude de la formation des binaires X de faible masse	97
3.1 L'échantillon utilisé, estimation des effets de sélection.....	97
3.2 Le diagramme taux de collision-nombre de binaires X de faible masse et ses conséquences	99

4 Etude de la formation des autres binaires	101
4.1 La définition d'un échantillon représentatif	101
4.2 Le diagramme taux de collision-nombre de sources associées aux amas	102
4.3 Etude de l'influence de la masse sur le nombre de binaires.....	103
5 Résumé des résultats.....	104
VI Conclusions et perspectives	105
1 Conclusions	105
2 Que peuvent encore nous apprendre les binaires des amas globulaires ?.....	106
3 Le futur du programme d'observation des sources X des amas globulaires.....	107
Table des illustrations.....	109
Table des tableaux.....	113
Références.....	115
Annexe.....	121

Introduction

L'humanité découvrit que le Soleil n'occupait pas le centre de la Galaxie grâce à l'étude des amas globulaires. John Herschel, dans les années 1830, observa que ces amas étaient en partie regroupés dans la constellation du Sagittaire. Harlow Shapley (1918) déduisit de cette répartition spatiale et des distances des amas globulaires mesurées que le Soleil se trouvait dans une région excentrée de notre galaxie.

Encore aujourd'hui, l'étude de ces amas d'étoiles est d'un grand intérêt pour beaucoup de champs disciplinaires différents : la formation et l'évolution stellaire, la cosmologie, l'étude de la Galaxie, les problèmes d'interactions dynamiques à N corps et les interactions entre étoiles.

Les amas globulaires sont des fossiles de l'époque de formation de la Galaxie. Qu'ils se soient formés à partir de fluctuations de densité d'un nuage pré-galactique (Harris & Pudritz 1994) ou qu'ils représentent les briques élémentaires ayant formé les galaxies par fusions successives (Peebles & Dicke 1968, Searle & Zinn 1978), ils sont des reliques de la matière initiale des galaxies (Ashman & Zepf 1998). Leur étude permet donc de contraindre la composition de cette matière.

Les travaux réalisés sur les amas globulaires de galaxies proches montrent que la fonction de luminosité des amas pourrait être invariante, et passer par un maximum à $M_V \sim 7.4$ (Racine 1980). Cette fonction de luminosité pourrait donc servir de chandelle standard (Ashman & Zepf 1998).

L'âge des amas permet également de définir une limite inférieure à l'âge de l'Univers (Ashman & Zepf 1998). Les amas globulaires doivent en effet être moins âgés que l'Univers qui les contient. L'étude de leur âge permet donc d'invalider tous les modèles ne pouvant pas produire des univers plus âgés que les amas, et de placer des contraintes sur les paramètres cosmologiques des modèles restants.

Par ailleurs, les amas contiennent des étoiles de population II (des étoiles âgées de faible métallicité, King 2003a). Ils sont donc des cibles privilégiées pour définir des échantillons représentatifs de ces étoiles. Ils ont ainsi permis de mieux comprendre l'effet de la métallicité sur les réactions nucléaires dans les étoiles (Ashman & Zepf 1998). Les bases des théories d'évolution stellaire modernes (enrichissement en métaux des étoiles par les réactions nucléaires, par exemple) ont été jetées par Schwarzschild, Hoyle et Henyey à partir de la confrontation de modèles aux observations d'amas globulaires. Les diagrammes couleur-couleur, couleur-luminosité et couleur-métallicité des amas globulaires représentent des clichés montrant pour un âge donné l'état d'évolution des étoiles en fonction de leur masse (Hesser 1988). Ainsi, les amas sont d'incalculables sources d'informations sur les mécanismes fondamentaux régissant la vie et la mort des étoiles (Ashman & Zepf 1998). Les techniques d'observations s'améliorant avec le temps, des astres sans cesse moins lumineux y sont détectés. On observe actuellement dans les amas la limite en masse qui sépare les étoiles avortées (naines brunes) des étoiles ayant pu générer des réactions de fusion nucléaire (King 2003b).

L'interaction entre un amas globulaire et la Galaxie permet d'étudier le potentiel gravitationnel galactique. Les amas représentent en effet des particules test placées dans ce potentiel. Ceci est d'un intérêt crucial pour, par exemple, l'étude de la matière noire

galactique (Coté et al. 2002). Des objets quittent parfois l'amas, soit lors d'interactions avec la Galaxie (par des phénomènes de marée), soit par éjection (Meylan & Heggie 1997, voir également I). Les amas globulaires peuvent donc enrichir les galaxies (en particulier le halo, où ils se trouvent) avec des étoiles ou des astres compacts (Odenkirchen et al. 2003).

Le grand nombre d'étoiles contenues dans les amas globulaires fait de ces objets des laboratoires idéaux pour l'étude des systèmes à N corps. L'amélioration continue des moyens de simulation numérique (comme les machines GRAPE, Makino et al. 1997, Baumgardt & Makino 2003) permet de réaliser des simulations d'amas globulaires toujours plus réalistes (le nombre d'objets mis en jeu dans les simulations actuelles est de l'ordre du nombre d'étoiles des amas de faible masse, Mc Millan 2003). Un problème étudié en particulier est celui de la stabilité de ces systèmes (Meylan & Heggie 1997). Ils devraient en effet s'effondrer sur eux même suite aux instabilités gravothermales mises en évidence par Hénon (1961) et Lyden-Bell & Wood (1968). Leur étude a permis de nombreuses avancées dans ce domaine de recherche. Ce n'est en particulier qu'au dernier quart du siècle dernier que l'importance des binaires dans les mécanismes d'interactions a été mise en évidence (Heggie 1975). Ce sont elles qui sont responsables de la stabilité des amas globulaires, à cause de leurs interactions avec les astres isolés de l'amas (Hut et al. 1992, Meylan & Heggie 1997). L'excès de binaires X dans les amas par rapport au disque détecté par Uhuru (Clark et al. 1975) montre également que la formation des binaires est très efficace dans les amas globulaires.

Les amas globulaires sont donc devenus des endroits privilégiés pour étudier les mécanismes de formation des binaires ainsi que leur évolution et les interactions entre deux astres (depuis l'échange de matière jusqu'à l'influence de l'illumination de la secondaire par le rayonnement émis par l'astre compact). C'est sur ce point que je reviendrai dans ce mémoire, puisque j'ai étudié la formation des binaires au sein des amas globulaires.

Le premier chapitre présente les amas globulaires et les objets s'y trouvant. Je décris en particulier les sources X faibles des amas globulaires, sur lesquelles s'appuie ma thèse. J'expose de façon générale les conséquences des interactions dynamiques entre les astres constituant l'amas.

Le second chapitre expose les moyens d'observations que j'ai utilisés et les diverses méthodes d'analyse que j'ai appliquées pour réduire et exploiter les données.

L'amas globulaire Oméga du Centaure est le sujet de mon troisième chapitre. Je montre en particulier dans cette section qu'il existe un excès de sources dans les régions externes de l'amas. Ce résultat est surprenant et sera discuté en détail.

Le quatrième chapitre est consacré aux autres amas globulaires observés pendant mon étude. J'y présente les amas M13, M22 et NGC 6366. J'ai cherché dans ce chapitre à déterminer la nature de certaines sources X faibles, selon la luminosité et la dureté des spectres observés.

Le cinquième chapitre fait la synthèse des observations présentées aux chapitres trois et quatre. J'expose dans cette section mon étude sur la formation des binaires dans les amas globulaires, et j'indique que les observations montrent qu'une partie des systèmes binaires se forme par interactions dynamiques entre objets des amas.

Le sixième chapitre conclura ce mémoire. J'y indique en particulier quelques perspectives prometteuses pour l'avenir.

I Les amas globulaires

1 Que sont les amas globulaires ?

Je vais rappeler brièvement dans cette section comment les amas globulaires ont été découverts, ainsi que leurs caractéristiques physiques les plus importantes.

1.1 La découverte des amas globulaires

Les amas globulaires les plus brillants sont visibles à l'œil nu, et ont été découverts par les grecs (Oméga du Centaure est indiqué dans l'atlas de Ptolémée). Ces amas apparaissent comme de simples étoiles. Leur observation en optique remonte au XVIII^{ème} siècle, avec les observations de Charles Messier. Seul un globe lumineux apparaissait alors dans l'oculaire, ce qui donna leur nom aux amas globulaires.

Sir John Herschel, grâce à la puissance des télescopes construits par son père, parvint à résoudre plusieurs de ces amas (dont M4 ou Oméga du Centaure) en un ensemble de nombreuses étoiles au début du XIX^{ème} siècle. Il compila ces astres dans son *General Catalogue* (enrichi par Johan Dreyer en 1888 pour devenir le *New General Catalogue*).

Les amas globulaires se trouvent dans le halo de la galaxie (les plus proches sont à moins de 4 kpc, Harris 1996). Ils ont des tailles de quelques parsecs à quelques centaines de parsecs (Harris 1996). Ils sont très massifs ($10^{5-6} M_{\odot}$, Djorgovski 1993), et contiennent des milliers d'étoiles. Nous en connaissons actuellement 146 (Harris 1996, 1999) situés sur des orbites très inclinées par rapport au disque galactique qui les amènent à traverser deux fois par révolution le disque galactique. Ce passage a de grandes conséquences pour le milieu interstellaire des amas.

1.2 Le contenu et l'âge des amas

Lors du passage dans le disque de la galaxie, l'amas passe d'une zone où la densité est très faible (le halo) à une zone où la densité est beaucoup plus importante (le disque). Cela entraîne la formation d'une onde de choc qui va balayer l'amas et en retirer le gaz qu'il contient (Elson et al. 1987).

La fréquence de passage des amas dans le disque de la galaxie (typiquement tous les cinquante millions d'années) est telle que le milieu interstellaire des amas n'est jamais assez riche en gaz pour que se forment de nouvelles étoiles. L'amas va donc voir ses étoiles évoluer, sans que de nouvelles étoiles ne puissent se former. Les étoiles de l'amas doivent donc toutes avoir le même âge.

Les étoiles des amas globulaires ont une masse moyenne de $0.4 M_{\odot}$ et on ne détecte pas d'étoiles massives dans les amas (Paresce & Marchi 2000). La présence de naines blanches et d'étoiles à neutrons implique que les amas ont contenu des étoiles massives. L'âge de l'amas est forcément supérieur au temps nécessaire à l'évolution et la mort de ces étoiles massives (quelques milliards d'années). Les amas globulaires sont donc de vieux objets dont l'âge pourrait atteindre 15 milliards d'années (voir par exemple Pont et al. 1998).

2 Les observations optiques des amas globulaires

Dans cette partie, je présente les paramètres morphologiques des amas globulaires ainsi que leurs populations stellaires.

2.1 Les grandeurs caractéristiques

Le rayon de marée

Le rayon de marée (r_t) indique l'endroit où la force de gravité due à l'amas est équilibrée par la force de marée galactique. Sa valeur ne dépend que des masses de l'amas (M) et de la galaxie (M_G), et de la position de l'amas dans la galaxie (R). Son expression analytique est (King 1962) :

$$r_t = R \left(\frac{M}{2M_G} \right)^{\frac{1}{3}} \quad (1)$$

La taille d'un amas globulaire est généralement définie par son rayon de marée.

Le rayon de cœur

Le rayon de cœur est défini par un modèle de potentiel proposé par King (1962). Ce modèle a été développé pour ajuster le profil de luminosité d'un amas globulaire (King 1962, 1966, Elson et al. 1987, voir aussi Figure 1). Il a été construit de façon empirique en ajustant les données d'observations de comptage d'étoiles. Il a la forme :

$$f = k \left\{ \frac{1}{\left(1 + (r/r_c)^2\right)^{0.5}} - \frac{1}{\left(1 + (r_t/r_c)^2\right)^{0.5}} \right\}^2 \quad (2)$$

Dans l'équation 2, le paramètre r_t désigne le rayon de marée, et le paramètre r_c représente le rayon de cœur. La normalisation k dépend de l'ajustement au modèle. D'un point de vue observationnel, le rayon r_c est défini comme le rayon où la luminosité de surface est égale à la moitié de la valeur mesurée au centre de l'amas.

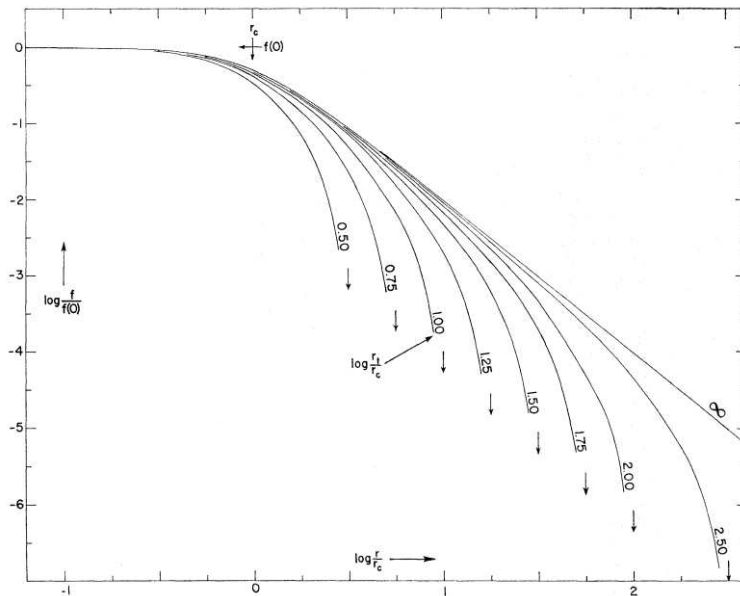


Figure 1 : Profils de King calculés selon l'équation 1. La normalisation k a été choisie de façon à ce que la valeur du profil à $r=0$ soit constante (King 1962).

Certains amas ont des cœurs de taille très faible (quelques dixièmes de parsecs). Dans le modèle de King, le rayon de cœur peut tendre vers zéro (sans toutefois l'atteindre) et garder

un sens physique. Les amas possédant de tels profils ne présentent pas le ‘plateau’ caractéristique du profil de King (voir Figure 1) et sont dit ‘amas effondrés’.

Le rayon de demi-masse

Une troisième grandeur caractéristique d’un amas globulaire est son rayon de demi-masse. Il s’agit du rayon de la sphère dont le centre est celui de l’amas et qui contient la moitié de la masse de l’amas. Il n’est jamais nul.

2.2 Les diagrammes couleur-magnitude des amas

L’étude des populations d’étoiles des amas globulaires s’effectue avec des diagrammes couleur-magnitude obtenus en optique (diagramme de Hertzsprung - Russell). Un de ces diagrammes est représenté sur la Figure 2.

La majorité des étoiles des amas se trouve sur la séquence principale. Ces étoiles sont des étoiles normales qui brûlent leur hydrogène pour produire l’énergie nécessaire à leur stabilité.

La séquence principale s’interrompt en un point particulier, appelé ‘coude’ de la séquence principale (*turn-off point*). Sa position dépend de l’âge et de la métallicité de l’amas, aussi est elle utilisée pour l’étude de l’âge des amas (voir par exemple Pont et al. 1998).

Au-delà du coude de la séquence principale, se trouvent la branche des géantes rouges, la branche asymptotique et la branche horizontale. Les étoiles situées sur ces branches sont des étoiles en fin de vie, qui vont ou qui sont en train d’expulser leur enveloppe.

Les cœurs d’étoiles défunes forment la population de naines blanches observée sous la séquence principale. Les naines blanches évoluent dans cette portion du diagramme suivant leur refroidissement, les plus froides étant également les moins lumineuses, jusqu’à ne plus être détectables.

On remarque dans les diagrammes couleur-magnitude une dernière classe de sources. Ces étoiles se trouvent sur la séquence principale, entre le coude de la séquence et la branche horizontale, dans une zone du diagramme où il ne devrait rien y avoir. Il s’agit des traînardes bleues (*blue stragglers*, voir par exemple Ferraro et al. 2003).

Ces étoiles ne peuvent pas avoir été formées en même temps que les autres étoiles de l’amas, car elles auraient alors déjà dû quitter la séquence principale. Elles ne peuvent pas non plus s’être formées après les autres étoiles de l’amas.

Leur origine est expliquée par la fusion d’étoiles dans les amas (Hut et al. 1992). Soit par transfert de masse (phase d’enveloppes communes) au sein d’une binaire (en particulier dans les amas ayant de faibles taux de collision, Nemec & Cohen 1989), soit par collision directe lors d’interactions, deux étoiles peuvent fusionner. Cette fusion entraîne des changements convectifs dans l’étoile, qui extraient l’hélium des cœurs des deux étoiles originelles et produit un milieu homogène d’hydrogène et d’hélium (Hut et al. 1992). L’étoile ainsi formée est plus massive que les autres étoiles de l’amas et possède une structure semblable à une étoile nouvellement formée. Elle paraîtra ‘bleue’ par rapport aux autres étoiles de l’amas. Sa présence implique la présence de binaires dans certains amas (Hut et al. 1992).

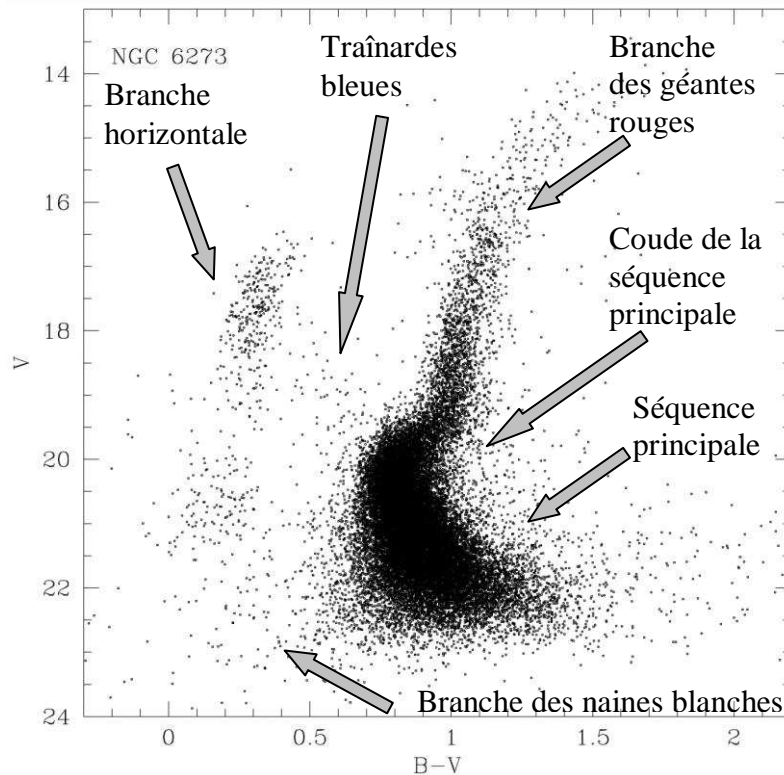


Figure 2 : Diagramme couleur-magnitude de l'amas globulaire NGC 6273. Les différentes classes d'étoiles sont indiquées sur le diagramme (Piotto et al. 1999).

3 Les amas globulaires vus aux rayons X

La détection de binaires dans les amas globulaires est difficile à cause des problèmes de confusion liés aux fortes densités stellaires. Leur observation en X peut faciliter cette tâche. En effet, les étoiles normales de l'amas émettent peu de rayons X, alors que certaines binaires en émettent beaucoup. Je vais donc présenter les observations X des amas globulaires.

Uhuru : le pionnier de l'observation des amas

Les premières observations X des amas globulaires ont été réalisées par le satellite américain Uhuru (Giacconi et al. 1971). Dans le quatrième catalogue Uhuru (Forman et al. 1978), 8 sources X brillantes ($L_X > 10^{36} \text{ erg s}^{-1}$) ont des boîtes d'erreurs contenant des amas globulaires (NGC 1851, Terzan 2, Grindlay 1, NGC 6440, NGC 6441, NGC 6624, NGC 6712 et M15, Grindlay 1977, Hertz & Grindlay 1983b), sur un ensemble de 339 sources. La grande taille des boîtes d'erreurs (plusieurs degrés carrés, Giacconi et al. 1974) ne permettait pas une association définitive, mais suggérait une surdensité de sources X dans les amas (Clark et al. 1975).

Les observations d'EINSTEIN et de ROSAT

L'observation X des amas globulaires fit un bond en avant avec le lancement en 1978 du satellite américain EINSTEIN (Giacconi et al. 1979). Ce satellite avait une bien meilleure sensibilité qu'Uhuru (jusqu'à 10 fois pour son instrument haute résolution, le HRI).

Le programme d'observation des amas globulaires réalisé par EINSTEIN a porté sur 71 objets (Hertz & Grindlay 1983b). Sur ces 71 amas, 16 contenaient des sources X pouvant être associées aux amas (voir Tableau 1).

Amas globulaire	Nombre de sources détectées	Amas globulaire	Nombre de sources détectées
NGC 104	1	Liller 1	1
NGC 1851	1	NGC 6440	1
M 79	1	NGC 6441	1
NGC 5139	5	NGC 6541	1
M 3	1	NGC 6624	1
NGC 5824	1	NGC 6656	4
Terzan 2	1	NGC 6712	1
Grindlay 1	1	M 15	1

Tableau 1 : Sources détectées lors du programme d'observation des amas globulaires par EINSTEIN (Hertz & Grindlay 1983b).

Un résultat inattendu de ce programme d'observation fut la détection de sources X de luminosité inférieure à $10^{34.5}$ erg s⁻¹. Ces sources ont été baptisées 'sources X faibles' des amas globulaires (voir Figure 3).

En outre, 12 sources X dont la luminosité dépasse 10^{36} erg s⁻¹ sont présentes dans les amas globulaires sur les quelques 140 connues dans la galaxie (Hut et al. 1992, Liu et al. 2001). Ceci représente environ 10 % de ces sources, alors que les amas ne contiennent que 0.01 % de la masse de la galaxie (Hut et al. 1992), ou 0.1% des étoiles de notre galaxie (Verbunt 2003), indiquant que les mécanismes de formation des binaires X sont très efficaces dans les amas globulaires.

Avec l'observation de 101 amas globulaires (Verbunt 2001), ROSAT a étendu l'échantillon de sources X faibles et résolu des sources EINSTEIN en multiples composantes (voir le Tableau 2).

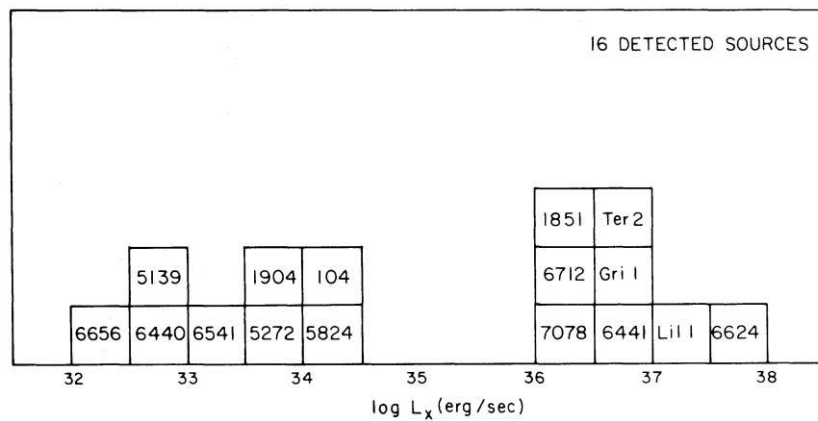


Figure 3 : Répartition en luminosité des sources X des amas globulaires (Hertz & Grindlay 1983b).

La révolution de XMM-Newton et de Chandra

XMM-Newton et Chandra possèdent tous deux des caractéristiques intéressantes pour l'étude des sources X faibles des amas globulaires. XMM-Newton possède une sensibilité adéquate pour des études spectrales ou temporelles de sources faibles ou diffuses (au détriment de sa résolution spatiale, Jansen et al. 2001).

Amas	Nombre de sources	Amas	Nombre de sources	Amas	Nombre de sources	Amas	Nombre de sources
NGC 104	9	NGC 5904	10	HP 1	1	NGC 6638	0
NGC 288	1	NGC 5986	0	NGC 6380	0	NGC 6642	0
NGC 362	3	NGC 6093	18	NGC 6388	7	NGC 6656	3
NGC 1261	1	NGC 6121	5	Djorg 1	0	NGC 6715	0
Pal 2	1	NGC 6139	2	Terzan 6	1	NGC 6723	0
NGC 1904	1	NGC 6205	16	NGC 6453	0	NGC 6760	0
NGC 3201	4	NGC 6254	14	NGC 6496	0	NGC 6779	0
NGC 4372	22	NGC 6266	15	NGC 6522	1	NGC 6809	4
NGC 4590	0	NGC 6273	0	NGC 6528	0	NGC 6838	10
NGC 5053	4	NGC 6293	0	NGC 6540	1	NGC 7089	0
NGC 5139	12	NGC 6304	0	NGC 6541	2	NGC 7099	6
NGC 5272	5	NGC 6316	0	NGC 6544	0	NGC 7492	0
NGC 5286	0	NGC 6341	7	NGC 6553	0		
NGC 5466	0	NGC 6352	16	Terzan 11	0		
NGC 5824	0	NGC 6366	8	NGC 6626	11		

Tableau 2 : Nombre de sources X détectées par ROSAT dans les amas globulaires de la galaxie (Verbunt 2001).

Chandra est doté d'une très bonne résolution angulaire ($0.5''$) au détriment de sa sensibilité (Mullins et al. 1999). Ceci lui permet de résoudre le cœur des amas globulaires les plus denses (voir Figure 4). Dans le même temps, XMM-Newton a observé plusieurs amas globulaires (fin novembre 2003, 15 amas globulaires auront été observés par XMM-Newton).

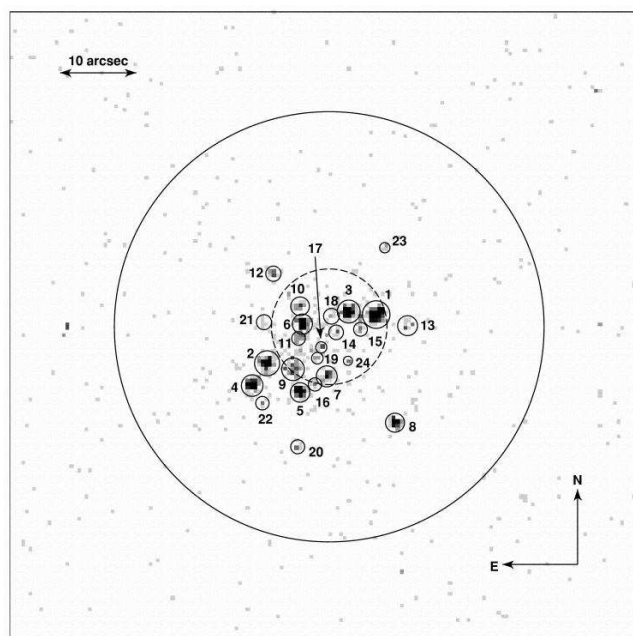


Figure 4 : Image du cœur de l'amas globulaire NGC 6440 observé par Chandra. Les cercles représentent les rayons de demi-masse (trait plein) et de cœur (pointillés, Pooley et al. 2002b).

4 La nature des sources X des amas globulaires

Je présente dans cette partie les diverses hypothèses formulées pour expliquer la nature des sources X fortes et faibles des amas.

4.1 Les sources X fortes : des binaires X de faible masse accrétantes

Une particule en chute libre située dans un champ gravitationnel convertit son énergie potentielle gravitationnelle en énergie cinétique. Cette énergie peut être convertie en rayonnement. L'accrétion de matière sur un objet compact est un mécanisme très efficace pour produire des rayons X (Frank et al. 1992).

Si toute l'énergie cinétique est convertie, alors l'accrétion aura permis l'extraction d'une quantité d'énergie :

$$\Delta E_{acc} = GMm/R_* \quad (3)$$

Dans cette équation, M et R* représentent la masse et le rayon de l'astre accrétant et m représente la masse de la matière accrétée. En introduisant la notion de taux d'accrétion \dot{M} (la quantité de matière accrétée par unité de temps), on obtient la luminosité d'accrétion, donnée par (Frank et al. 1992) :

$$L_{acc} = \frac{GM\dot{M}}{R_*} \quad (4)$$

Ceci est la luminosité maximale pouvant être émise. On introduit souvent un paramètre, η , qui rend compte du fait que la conversion n'est jamais efficace à 100% et du fait que l'émission de rayonnement se produit dans une bande spectrale souvent plus grande que la bande spectrale considérée (la correction bolométrique).

$$L_{obs} = \eta L_{acc} \quad (5)$$

Il existe un moment où la luminosité produite est telle que le gradient de pression de radiation équilibre l'attraction gravitationnelle, empêchant la matière de continuer son accrétion. Cette luminosité limite est la luminosité d'Eddington (Frank et al. 1992) :

$$L_{edd} = \frac{4\pi GMm_p c}{\sigma_T} \quad (6)$$

Dans cette formule, on retrouve la section efficace de Thomson (σ_T), la masse d'un proton (m_p) et la vitesse de la lumière (c). Ce calcul est valable pour l'accrétion d'hydrogène pur. La présence d'autres espèces chimiques va modifier la luminosité d'Eddington.

Dans le cas de l'accrétion sur des objets compacts, les formules 5 et 6 conduisent à des expressions de la forme :

$$L_{acc} = 1.3 \times 10^{36} \dot{M}_{16} \frac{M}{M_\odot} \frac{10}{R_{*,km}} \text{erg s}^{-1} \quad (7)$$

$$L_{edd}=1.3 \times 10^{38} \frac{M}{M_{\odot}} \text{erg s}^{-1} \quad (8)$$

$R_{*,\text{km}}$ représente dans cette équation le rayon de l'astre exprimé en kilomètres et \dot{M}_{16} le taux d'accrétion exprimé en unités de 10^{16} g s^{-1} . Pour une étoile à neutrons ($R_{*,\text{km}} \sim 10$, $M \sim 1.4 M_{\odot}$), la luminosité d'accrétion est donc d'environ $10^{36} \dot{M}_{16} \text{ erg s}^{-1}$. Dans le cas d'accrétion sur un trou noir de type stellaire, la luminosité d'accrétion est encore plus importante (et peut atteindre 10^{38} - $10^{39} \dot{M}_{16} \text{ erg s}^{-1}$ pour des trous noirs de quelques masses solaires).

L'accrétion de matière sur une étoile à neutrons ou un trou noir est donc capable d'expliquer les luminosités observées pour les sources X fortes des amas globulaires. La matière accrétée par l'objet compact est fournie par une étoile en rotation autour de lui, soit par débordement de son lobe de Roche, soit par le vent stellaire de l'étoile (Frank et al. 1992). De tels objets se nomment des binaires X de faible masse ou de forte masse en fonction de la masse du compagnon.

Il n'y a pas d'étoiles massives dans les amas globulaires. Les seules binaires X présentes dans les amas sont donc de faible masse.

Dans ces systèmes, la matière accrétée est injectée dans le potentiel de l'objet compact par le point L1 de Lagrange avec un moment cinétique non nul. Elle ne va donc pas chuter directement sur l'astre compact, mais va former un disque autour de lui. Dans ce disque, elle va peu à peu perdre son moment cinétique à cause de la viscosité du milieu, s'approchant ainsi de l'astre central (Frank et al. 1992).

Nous connaissons actuellement 13 sources X fortes dans les amas globulaires de notre galaxie (Verbunt 2003). Douze de ces 13 sources sont des sursauteurs X et sont donc des binaires X de faible masse contenant une étoile à neutrons (Verbunt 2003).

Dans les amas globulaires d'autres galaxies (comme NGC 1399, Angelini et al. 2001), le satellite Chandra a détecté des sources X. Certaines de ces sources ont des luminosités dépassant la luminosité d'Eddington d'une étoile à neutrons accrétante (Verbunt 2003, Angelini et al. 2001). Ces sources pourraient donc être des binaires X de faible masse dont l'objet compact serait un trou noir accrétant.

4.2 Les sources X faibles : une variété d'objets

Il n'était pas possible de réaliser une étude spectrale fine de ces sources avant XMM-Newton à cause de leur faible luminosité. Les observations d'EINSTEIN et ROSAT ont toutefois permis de contraindre la nature de ces sources, et de proposer quelques candidats potentiels.

4.2.1 Les variables cataclysmiques

Historiquement, les premiers candidats proposés pour expliquer la nature des sources X observées furent les variables cataclysmiques (CV) présentes dans les amas (Hertz & Grindlay 1983a). Une variable cataclysmique est une binaire, composée d'une naine blanche qui accrete la matière de son compagnon, une étoile située sur la séquence principale ou la branche des géantes.

La présence de naines blanches dans les amas globulaires est établie (voir page 17), et des variables cataclysmiques ont été observées dans plusieurs amas globulaires grâce aux

observations du télescope spatial Hubble (par exemple Carson et al. 2000). Ces binaires sont en outre connues pour leur émission de rayons X (voir la revue de Kuulkers et al. 2003).

Il existe différentes catégories de variables cataclysmiques, caractérisées par leur période orbitale, leur champ magnétique et leur taux d'accrétion. Leur luminosité X varie de 10^{29} à 10^{32} erg s⁻¹ suivant le type de CVs, et peut dépasser 10^{34} erg s⁻¹ lors de sursauts d'activité. Le mécanisme provoquant cette luminosité X est l'accrétion de matière, soit à travers un disque d'accrétion (pour les naines blanches non magnétiques), soit par un flot de matière guidé par les lignes du champ magnétique (Kuulkers et al. 2003). Le spectre X de ces binaires est de type Bremsstrahlung avec des températures de 1 à 5 keV pour des CV non magnétiques, et pouvant aller jusqu'à ~ 10 keV pour des CV magnétiques. Des raies d'émission ou d'absorption sont également présentes. Dans le cas des CV magnétiques, une composante de corps noir peut également apparaître (Kuulkers et al. 2003, Richman 1996).

4.2.2 Les transitoires X quiescentes contenant une étoile à neutrons

Les plus lumineuses des sources X faibles pourraient être des binaires X de faible masse en quiescence contenant une étoile à neutrons (Verbunt et al. 1984).

Lors des phases actives de la binaire, la matière est accrétée sur l'astre compact. Dans le cas d'une étoile à neutrons, les conditions de pression et de température à la surface de l'astre sont telles que des réactions thermonucléaires peuvent s'amorcer par intermittence (la récurrence de ce phénomène peut être irrégulière ou très régulière, Lewin et al. 1995). Un tel événement, appelé sursaut de type I, est court (de quelques dizaines de secondes à quelques minutes, Lewin et al. 1995). L'accrétion de matière lors des phases actives chauffe la croûte de l'étoile à neutrons (Brown et al. 1998). Lors des périodes de quiescence de la binaire, cette chaleur est rayonnée sous forme thermique (Brown et al. 1998).

La partie thermique du spectre de ces binaires peut donc s'expliquer par l'émission de la surface de l'étoile à neutrons. Il existe également parfois une seconde composante spectrale, à haute énergie (> 3 keV, Rutledge 2003). Cette composante peut être représentée par une loi de puissance, de luminosité variable et dont la nature est plus incertaine (Rutledge 2003).

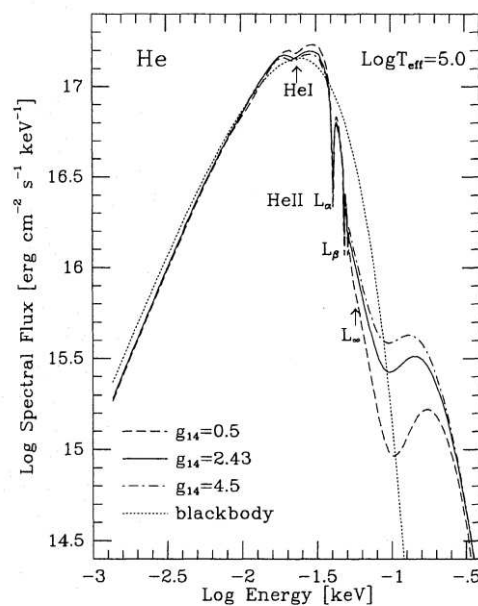


Figure 5 : Modèle d'émission du rayonnement thermique d'une étoile à neutrons calculé pour différentes valeurs du champ gravitationnel généré par l'étoile à neutrons (Zavlin et al. 1996).

On observe une variabilité pour ces binaires (voir par exemple Rutledge et al. 2001). Cette variabilité peut s'expliquer soit par de l'accrétion de matière sur l'étoile à neutrons à des taux faibles (Rutledge et al. 2002), soit par le choc entre le vent provenant de l'objet compact et le milieu environnant (Campana & Stella 2003).

Les ajustements spectraux effectués avec des modèles de corps noir indiquaient des tailles de surface d'émission très faibles comparées aux surfaces des étoiles à neutrons (Asai et al. 1996, 1998). Des modèles plus réalistes ont été développés pour tenir compte du fait que le rayonnement est affecté par le champ gravitationnel de l'étoile à neutrons (Figure 5) et par la composition de son atmosphère (Figure 6, Pavlov et al. 1991, Zavlin et al. 1996). Les paramètres de l'étoile à neutrons obtenus par des ajustements à de tels modèles sont très réalistes (rayon d'une dizaine de kilomètres, voir par exemple Rutledge et al. 2001 ou Rutledge 2003).

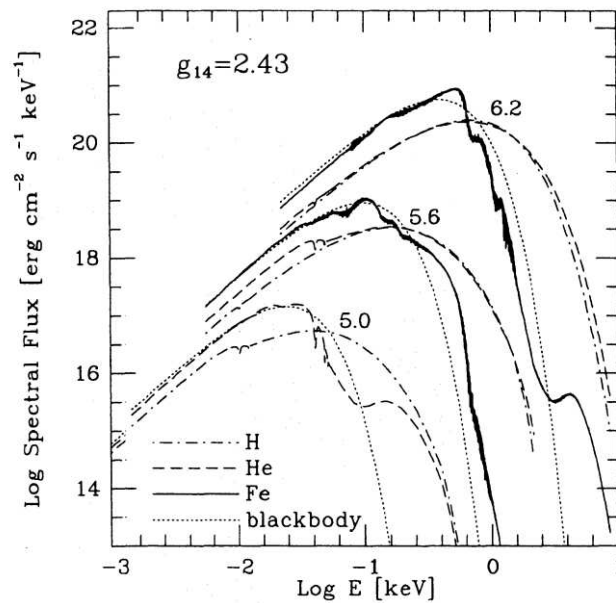


Figure 6 : Modèle d'émission du rayonnement thermique d'une étoile à neutrons calculé pour différentes compositions de l'atmosphère de l'étoile à neutrons (Zavlin et al. 1996).

La luminosité X de ces objets pourrait atteindre 10^{32} - 10^{33} erg s⁻¹ (Brown et al. 1998), ce qui peut expliquer la luminosité des sources X faibles les plus brillantes. La luminosité minimale des transitoires X quiescentes connues est de 10^{31} erg s⁻¹ (voir la revue de Rutledge 2003). L'émission thermique dépend de la température de l'astre, donc de la durée de la quiescence de la binaire et de la fréquence des périodes actives. Il peut donc exister un biais dû au fait que les transitoires X connues ont des temps de récurrence assez courts (quelques années). La luminosité minimale des binaires X de faible masse quiescentes pourrait donc être très faible (Brown et al. 1998).

Les étoiles à neutrons dans les binaires X de faible masse quiescentes et les variables cataclysmiques peuvent être les plus lumineuses des sources X faibles. La majorité des sources faibles des amas ont cependant des luminosités beaucoup plus faibles (10^{30} erg s⁻¹).

4.2.3 Les pulsars milliseconde

Les pulsars milliseconde sont les descendants des binaires X de faible masse (Bhattacharya et van den Heuvel, 1991). De tels objets peuvent émettre des rayons X de plusieurs façons : par effets magnétosphériques (le rayonnement est produit par des particules accélérées dans la magnétosphère, Becker & Trümper 1999), par rayonnement thermique (dû au refroidissement

des cornets polaires, Grindlay et al. 2002), par interaction du vent provenant du pulsar (s'il est situé dans une binaires) avec son compagnon (Arons et Tavani 1993, Stappers et al. 2003).

Les pulsars milliseconde ont une luminosité X de l'ordre de 10^{30} erg s⁻¹ (Becker et Trümper 1999). Plusieurs d'entre eux sont situés dans des amas globulaires, comme 47 du Toucan ou M13 (voir par exemple d'Amico et al. 2001, Ransom 2003a). Certaines sources X faibles observées dans les amas globulaires peuvent donc être des pulsars milliseconde.

4.2.4 Les binaires X de faible masse contenant un trou noir quiescent

Dans un écoulement d'accrétion où l'advection domine (*Advection Dominated Accretion Flow*, ADAF), le temps caractéristique d'émission de rayonnement est très grand comparé au temps caractéristique d'accrétion de matière. L'énergie générée par dissipation visqueuse est stockée dans le gaz sous forme de chaleur au lieu d'être rayonnée (Ichimaru 1977).

Les mécanismes d'advection ne dominent que dans deux cas. Soit le taux d'accrétion est inférieur à une valeur limite d'environ 1.25×10^{17} M g s⁻¹ (la valeur théorique dépend de la viscosité dans le disque ; M désigne la masse du trou noir en masses solaires, Esin et al. 1997, Narayan & Yi 1995). Le milieu, optiquement mince et géométriquement épais, ne peut alors pas rayonner efficacement de l'énergie. Soit le taux d'accrétion est très important et le disque est optiquement épais (son échelle de hauteur est une fraction du rayon). Dans ce cas, le rayonnement est piégé dans le flot d'accrétion et l'énergie ne peut pas être rayonnée (Abramowicz et al. 1988, Esin et al. 1997).

Autour d'un trou noir, la présence de tels écoulements a une implication forte sur la luminosité X observée. L'énergie qui n'est pas rayonnée passe l'horizon et est donc perdue pour notre univers (Narayan & Yi 1995). Les ADAFs autour de trous noirs ne sont donc pas très lumineux en X. Les interactions entre les particules accrétées et le champ magnétique local ou les photons incidents (rayonnement de Bremsstrahlung, effets Compton et synchrotron) rendent cependant l'écoulement observable en X (Narayan et al. 1996, 1997).

La luminosité des binaires X de faible masse quiescentes contenant un candidat trou noir dépend également de la période orbitale : les binaires les plus lumineuses sont également celles qui ont des périodes de rotation longues (Hameury et al. 2003, Lasota 2000). Des observations réalisées par Chandra et XMM-Newton ont montré que ces sources ont des luminosités de quelques 10^{30} erg s⁻¹ pour des périodes de quelques heures, et peuvent atteindre 10^{33} erg s⁻¹ pour des systèmes à longues périodes (Kong et al. 2002, Hameury et al. 2003). Certaines des sources X faibles des amas globulaires peuvent donc être des binaires X de faible masse contenant un trou noir dont le flot d'accrétion est advectif.

4.2.5 Les binaires actives de types BY Dra ou RS CVn

Les binaires actives sont des systèmes binaires composés d'étoiles de la séquence principale (BY Dra) ou d'au moins une étoile évoluée post-séquence principale (RS CVn, Dempsey et al. 1993a). Dans ces systèmes, les forces de marée ont synchronisé les périodes de révolution et de rotation des deux étoiles, à une valeur permettant l'existence d'une activité magnétique. Cette activité produit des rayons X grâce à des phénomènes coronaux et chromosphériques (Dempsey et al. 1993). Dans le disque, la luminosité X de ces objets (lors d'éruptions) peut dépasser 10^{31} erg s⁻¹ (Endl et al. 1997), alors que durant leur période de quiescence leur luminosité X peut être inférieure à 10^{29} erg s⁻¹ (Dempsey et al. 1993a, 1993b, 1997).

Ces astres sont détectés principalement lors de leurs sursauts d'activité (voir Figure 7). Ces sursauts peuvent durer quelques heures ou plusieurs jours (Kürster & Schmitt 1996) et ont des luminosités proches de celles des sources X faibles.

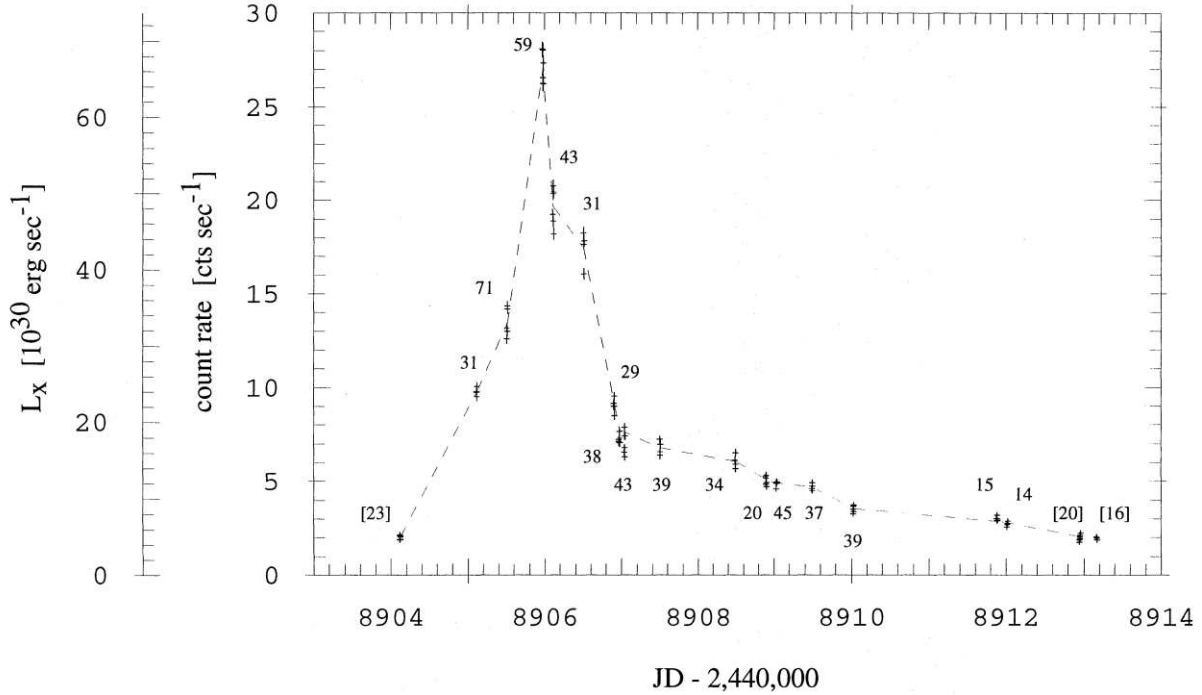


Figure 7 : Courbe de luminosité X de la RS CVn CF du Toucan durant un sursaut d'activité (Kürster et Schmitt 1996).

4.2.6 Les sources n'appartenant pas aux amas

Enfin, les sources X faibles pourraient ne pas être associées aux amas, mais être des sources d'avant-plan ou d'arrière-plan.

Les astres en avant-plan des amas globulaires sont les étoiles du disque de la Galaxie. Le Soleil possède une luminosité X d'environ $10^{28} \text{ erg s}^{-1}$ en quiescence (mais peut atteindre $10^{30} \text{ erg s}^{-1}$ ou plus lors des sursauts solaires, Schatzman & Praderie, 1990). Il serait observable par XMM-Newton jusqu'à une distance d'environ 150 parsecs avec un temps de pose de 40 kilosecondes. Il est donc possible que des étoiles proches soient détectées devant un amas globulaire. Des observations du plan galactique par XMM-Newton et l'identification des sources détectées montrent que la majorité de ces sources sont des étoiles de la Galaxie (Motch et al. 2003). Ceci accrédite la présence d'étoiles d'avant plan dans les observations des amas globulaires.

Les astres d'arrière-plan des amas globulaires sont des objets extragalactiques. Il s'agit de trous noirs super-massifs (jusqu'à plusieurs centaines de millions de masses solaires) situés au cœur de galaxies lointaines (Rees 1984), et dont la luminosité peut atteindre $10^{45} \text{ erg s}^{-1}$. Compte tenu de leur distance, les flux observés pour ces objets sont comparables à ceux observés pour les sources X faibles ($10^{-14} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$, Hasinger et al. 2001). Etant situés à des distances cosmologiques, ils sont répartis uniformément sur le ciel. Des observations faites par XMM-Newton dans des régions privilégiées (où l'absorption galactique est très faible) sans sources galactiques notoires, comme la région du trou de Lockman (Lockman et al. 1986) permettent de détecter plusieurs centaines de telles sources (Hasinger et al. 2001, voir également la Figure 8). Une observation typique d'amas globulaire (d'environ 30 kilosecondes) contient environ 70 sources de ce type dans le champ de vue, dont une fraction se projette sur l'amas.

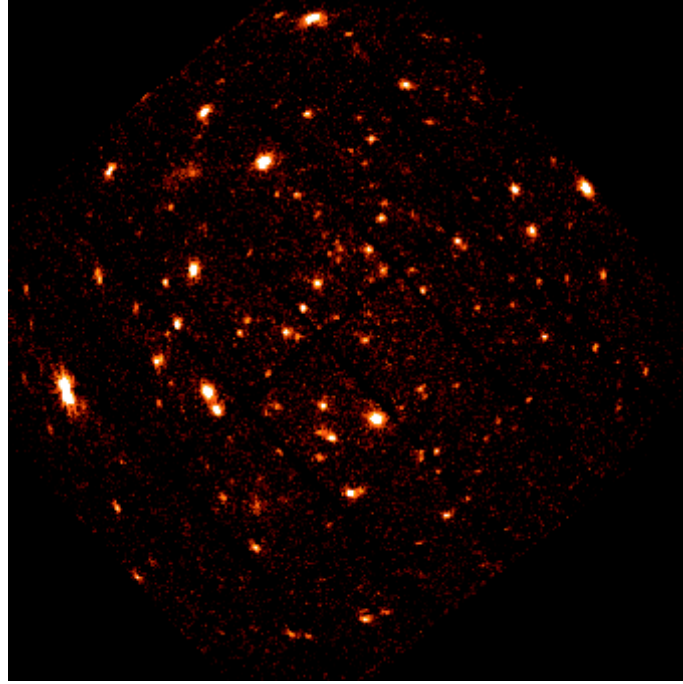


Figure 8 : Image XMM EPIC-PN du champ du trou de Lockman (temps de pose de 100 kilosecondes, Hasinger et al. 2001).

Nous voyons donc que les sources X faibles des amas globulaires peuvent être des binaires, avec ou sans objet compact, des sources isolées, associées ou non à l'amas (voir Tableau 3).

Type d'objet	Luminosité observée dans le disque (erg s^{-1})
Binaire X de faible masse avec étoile à neutrons quiescente	$10^{31}-10^{33}$
Binaire X de faible masse avec trou noir accrétant à taux faible	$10^{30}-10^{33}$
Variable cataclysmique	$10^{29}-10^{34}$
Pulsar milliseconde	$10^{29}-10^{31}$
Binaire d'étoiles actives	$10^{28}-10^{31}$
Etoile d'avant-plan	Variable
Objet d'arrière-plan	--- (objet extragalactique)

Tableau 3 : Candidats potentiels pour expliquer la nature des sources X faibles. Les luminosités observées sont des luminosités typiques (valeurs extraites des revues de Rutledge 2003, Kong et al. 2002, Hameury et al. 2003, Cool et al. 2002, Becker & Trümper 1999, Dempsey et al. 1993a, 1993b, 1997).

5 La formation et l'évolution des binaires dans les amas globulaires

Les sources X associées aux amas globulaires sont soit des binaires, soit des astres ayant fait partie de binaires. Il est donc important de s'interroger sur la façon dont les binaires peuvent se former dans les amas globulaires. Je présente ici les mécanismes de formation et d'évolution des binaires.

5.1 Les binaires primordiales

La majorité des étoiles jeunes situées dans les régions de formation stellaire se trouve dans des binaires (White & Ghez 2001). Dans les amas globulaires, de telles binaires, qui se sont formées en même temps que l'amas, sont appelées binaires primordiales.

Les binaires primordiales composées d'étoiles peu massives ($\sim 0.5-0.8 M_{\odot}$) peuvent se manifester par leur activité. Si une des étoiles de la binaire est de masse intermédiaire ($\sim 1-2 M_{\odot}$), l'évolution stellaire de cette étoile combinée aux changements orbitaux affectant la séparation des deux astres peuvent également conduire à la formation d'une variable cataclysmique.

Les étoiles de forte masse terminent leur vie par une explosion de type supernovae, dans laquelle elles peuvent expulser une très grande partie de leur masse. La binaire réagit à cette perte de masse en ajustant ses paramètres orbitaux (Verbunt & van den Heuvel, 1995). L'excentricité de la nouvelle orbite s'exprime comme (en négligeant l'excentricité initiale de la binaire et l'endroit de l'orbite où se produit la supernova) :

$$e = \frac{\Delta M}{M_1 + M_2 - \Delta M} \quad (9)$$

où ΔM représente la perte de masse du système. Si cette perte dépasse la moitié de la masse du système, l'excentricité dépasse 1 : la binaire est rompue. Les binaires X du disque sont formées par évolution stellaire (voir la revue de Tauris & van den Heuvel 2003). De telles binaires peuvent aussi s'être formées dans les amas. L'excès de binaires X des amas par rapport au disque galactique implique cependant que d'autres mécanismes de formation opèrent dans les amas globulaires (Hut et al. 1992).

5.2 La formation et l'évolution des binaires par interactions dynamiques

5.2.1 La formation d'une binaire par rencontre directe de deux astres

Les densités stellaires rencontrées dans les amas globulaires (plus de 1000 étoiles par parsec cube Harris 1996, 1999) font que le passage de deux astres à proximité l'un de l'autre dans le cœur est courant à l'échelle de temps de l'amas (quelques millions d'années). La fréquence de cet événement est donnée par le taux de collision d'une espèce C par une espèce X, défini par (Verbunt 2003) :

$$\Gamma = \int n_c n_x A_{c,x} v dV \quad (10)$$

où n_c désigne la densité de l'espèce C, n_x la densité de l'espèce X, v la vitesse relative moyenne des deux objets et $A_{c,x}$ la section efficace de l'interaction entre un élément de l'espèce X et un de l'espèce C. Une intégration sur le volume V de l'amas permet d'obtenir le taux pour l'ensemble de l'amas. On supposera par la suite que l'espèce X correspond aux étoiles normales de l'amas (majoritaires).

La section efficace d'interaction est approximée par une expression du type (Verbunt & Hut 1987) :

$$A_{c,x} = \pi d^2 \left(1 + \frac{2G(m+M)}{v^2 d} \right) \quad (11)$$

Dans l'équation 11, on remarque une dépendance à la masse totale des deux astres, à leur vitesse relative, et à la distance de passage d séparant ces astres. Dans les amas globulaires, cette expression peut se simplifier (Verbunt & Hut 1987) :

$$A_{c,x} \approx 2G\pi(m+M)\frac{d}{v^2} \quad (12)$$

On suppose que l'espèce C désigne une catégorie d'astres compacts (trous noirs, étoiles à neutrons ou naines blanches), dont la masse varie peu. On suppose également que la masse des étoiles de l'amas est constante. Dans ces conditions, la section efficace dépend uniquement de la distance de passage d et de la vitesse relative des deux astres v .

La formation d'une binaire lors du passage rapproché de deux astres ne peut s'effectuer que si une partie de l'énergie du système en est extraite. Cette extraction est réalisée par un effet de marée (Verbunt & Hut 1987). Afin que cette extraction se produise, d doit être inférieur à une distance critique, fonction de la taille des deux astres. Puisque le rayon d'un objet compact (~ 10 km pour les étoiles à neutrons des amas globulaires) est négligeable devant le rayon R_X d'une étoile ($\gg 10000$ km), d ne sera fonction que du rayon R_X de l'étoile. Une binaire se formera si (Verbunt & Hut 1987) :

$$d \lesssim 3R_X \quad (13)$$

La section efficace de formation d'une binaire peut donc s'exprimer comme :

$$A_{c,x} \propto \frac{R_X}{v^2} \quad (14)$$

alors :

$$\Gamma \propto \int n_c n_X \frac{R_X}{v} dV \quad (15)$$

En développant l'intégration sur le volume en coordonnées sphériques, il vient :

$$\Gamma \propto \iiint \frac{n_c n_X}{v} R_X r^2 dr d\varphi \quad (16)$$

Si l'amas est en équilibre et suit un potentiel de King, il a développé (et terminé) une ségrégation de masse (Meylan & Heggie 1997, voir ci-dessous). Compte tenu du temps nécessaire à la relaxation du cœur et à la ségrégation de masse (quelques dizaines de millions d'années, Harris 1999, Meylan & Heggie 1997) et de l'âge des amas (dix à quinze milliards d'années, voir par exemple Thompson et al. 2001), cette condition est généralement vérifiée.

Les astres massifs (comme les objets compacts) se trouvent alors principalement dans le cœur (Heinke et al. 2003d). L'intégration radiale ne portera donc que sur une distance finie (du fait du caractère fini de la taille de l'amas), notée D . Cette distance est de l'ordre de grandeur du rayon de cœur (Verbunt et Hut 1987, Meylan & Heggie 1997).

Si l'on suppose une symétrie sphérique (les données confirment ce fait pour les zones centrales des amas, voir par exemple Gerssen et al. 2002), il est possible de ré-écrire l'équation 16 comme :

$$\Gamma \propto \int_0^D \frac{n_c n_X}{v} R_X r^2 dr \quad (17)$$

Supposons que R_X soit constant dans le volume défini par la sphère de rayon D . Cela est vrai pour les étoiles de l'amas car la ségrégation de masse s'applique également aux étoiles solitaires (voir ci-dessous) : dans le cœur des amas, les étoiles ont des tailles similaires, et sont principalement situées au niveau du coude de la séquence principale (voir par exemple King et al. 1998).

On obtient :

$$\Gamma \propto R_X \int_0^D \frac{n_c n_X}{v} r^2 dr \quad (18)$$

Le potentiel de King implique que les grandeurs n_X et v sont constantes dans le cœur (King 1966). Une étude statistique indique que la majorité des binaires X de faible masse contenant une étoile à neutrons se trouve à moins de 0.6 fois le rayon de cœur des amas (Heinke et al. 2003d). Les variables cataclysmiques présentent elles aussi une concentration centrale (Pooley et al. 2002a). La contribution des zones externes au cœur est donc négligeable dans le calcul du taux de collision. En formulant l'hypothèse que la densité n_c est constante non nulle si $r < D$, constante nulle si $r > D$, Γ s'écrit :

$$\Gamma \propto \frac{R_X n_c n_X}{v} \int_0^D r^2 dr \propto \frac{R_X n_c n_X}{v} r_c^3 \quad (19)$$

Les quantités n_c et n_X s'expriment comme des fractions de la densité totale d'objets dans la sphère définie par le rayon D . Comme D est de l'ordre de r_c , cette densité totale est de l'ordre de la densité stellaire ρ_0 . En posant $n_i = C_i \rho_0$, on obtient (Verbunt 2003) :

$$\Gamma \propto \frac{\rho_0^2 r_c^3}{v} C_X C_C R_X \quad (20)$$

Les termes C_X et C_C désignent les fractions d'objets stellaires et compacts par rapport à la densité stellaire. Par définition, $C_X = 1$. Si la relaxation de l'amas conduit à une équipartition de l'énergie (Hut et al. 1992, Meylan & Heggie 1997), conformément au théorème du viriel la vitesse v des particules s'écrit (Verbunt 2003) :

$$v \propto \sqrt{\rho_0} r_c \quad (21)$$

On obtient alors :

$$\Gamma \propto \rho_0^{1.5} r_c^2 R_X C_C \quad (22)$$

5.2.2 La formation d'une binaire par rencontre directe de trois astres

Il existe un autre mécanisme pouvant former une binaire à partir d'astres isolés. Il s'agit de la rencontre directe de trois astres (Meylan & Heggie 1997, Hut et al. 1992). L'énergie qui doit être extraite du système pour former une binaire est prélevée par un des astres (les deux autres formant la binaire). Ce mécanisme est cependant beaucoup moins efficace que le mécanisme de rencontre directe à deux corps pour former des binaires (Meylan & Heggie 1997).

5.2.3 L'interaction d'une binaire avec un astre solitaire

Une binaire se comporte comme une particule dans le potentiel de l'amas, tout comme les étoiles solitaires. On peut donc observer la rencontre entre une binaire et un astre de l'amas. La fréquence de ce type d'interaction est donnée par (Verbunt 2003) :

$$\Gamma_{bin} \propto \frac{\rho^2 r_c^3}{v} a \quad (23)$$

Ce taux est obtenu de la même façon que le taux de collision. La différence est que 'a' représente la taille moyenne des binaires, exprimée par le demi-grand axe moyen de l'orbite (Verbunt 2003). La probabilité d'interaction entre une binaire et un astre isolé est donc encore plus importante que la probabilité d'interaction entre deux astres isolés.

Si l'amas peut former dynamiquement des binaires, alors il va donc également pouvoir faire interagir les binaires (primordiales ou non) avec les étoiles isolées de l'amas. Ces interactions successives ont de grandes répercussions sur les paramètres des binaires (Hut et al. 1992).

Lors de l'interaction entre un astre isolé et une binaire (Hut et al. 1992) il se forme un système, instable, à trois corps. Un tel système peut être considéré comme isolé de l'amas pendant l'interaction : l'énergie mécanique totale du système est constante. Cette énergie mécanique est la somme des énergies cinétiques de chaque astre et de l'énergie de liaison de la binaire.

Lors de l'interaction, l'énergie totale du système va se répartir entre les trois corps, et tendre vers une équipartition de l'énergie (Hut et al. 1992, le formalisme mathématique de ces conclusions est indiqué par Heggie 1975).

On peut résumer les conséquences de l'interaction entre une binaire et un astre isolé en indiquant que l'astre le moins massif est éjecté du système et que les caractéristiques orbitales de la binaire sont modifiées pendant cette interaction (Hut et al. 1992, Heggie 1975). Les binaires s'alourdissent et leurs demi-grands axes se réduisent, favorisant l'accrétion de matière (en réduisant la taille des lobes de Roche). Les astres impliqués pendant cette interaction injectent de l'énergie dans l'amas globulaire sous forme d'énergie cinétique. La binaire voit donc sa vitesse augmenter (Hut et al. 1992). Cet apport d'énergie peut avoir des conséquences importantes sur la stabilité dynamique d'un amas globulaire (Hut et al. 1992).

6 L'évolution et la stabilité des amas globulaires

L'étude de la stabilité dynamique des amas globulaires n'est pas encore terminée, mais il existe un scénario global d'évolution que je vais maintenant exposer. La majorité des éléments de ce paragraphe est tirée des revues de Hut et al. (1992) et Meylan & Heggie (1997).

6.1 La ségrégation de masse

Les interactions entre les particules de l'amas ont tendance à favoriser une équipartition de l'énergie cinétique de chaque particule de l'amas. Le temps nécessaire à cette équipartition est nommé le temps de relaxation. Il est plus faible dans le cœur que dans les régions extérieures de l'amas. On l'exprime souvent au rayon de demi-masse. Sa valeur est alors donnée par l'équation 24 (Meylan & Heggie 1997).

$$t_{rhm} = 0.138 \frac{\sqrt{M} r_{hm}^{1.5}}{\langle m \rangle \sqrt{G \ln \Lambda}} \quad (24)$$

La valeur du temps de relaxation dépend du rayon de demi-masse r_{hmr} , de la masse moyenne des étoiles $\langle m \rangle$, de la masse totale M de l'amas et d'un paramètre Λ fonction du nombre total d'étoiles de l'amas ($\Lambda \sim 0.4 N$, où N représente le nombre total d'étoiles de l'amas). Ce temps varie entre quelques dizaines de millions d'années et quelques dizaines de milliards d'années (Djorgovski 1993, Harris 1999).

Initialement, on suppose que les vitesses de chaque particule dans l'amas sont semblables. A cause de l'équipartition de l'énergie cinétique, les particules légères obtiendront une vitesse plus importante que les particules massives. Avec une vitesse plus grande, ces particules vont migrer vers les zones périphériques de l'amas. L'énergie étant fournie par les particules massives, ces astres vont chuter dans le potentiel gravitationnel de l'amas et se rapprocher des zones internes. On assiste donc à une ségrégation de masse au sein de l'amas. Le temps nécessaire pour que la ségrégation entre deux catégories d'astres de masse m_1 et m_2 se produise est donné par l'équation 25.

$$t_{\text{segreg}} = 0.028 \frac{(\langle v_1^2 \rangle + \langle v_2^2 \rangle)^{1.5}}{m_1 m_2 n G^2 \ln \Lambda} \quad (25)$$

Dans cette équation, v_1 et v_2 représentent les vitesses des astres de masse m_1 et m_2 , n représente la densité totale d'astres. Il peut être montré que si $m_1 \sim m_2$, alors $t_{\text{segreg}} \sim t_{\text{hmr}}$.

On trouve donc dans le cœur des amas globulaires les objets compacts, et les binaires, primordiales ou formées dynamiquement. A l'inverse, les zones périphériques de l'amas contiennent principalement les étoiles de très faible masse. Dans ces zones externes le potentiel gravitationnel de la galaxie devient non négligeable par rapport au potentiel gravitationnel de l'amas. Près du rayon de marée, il est possible que l'étoile acquière une vitesse suffisante pour se libérer de l'amas. Pour l'amas, cela correspond à une perte de masse. Ce phénomène se nomme l'évaporation des amas (Hut et al. 1992, Meylan & Heggie 1997).

6.2 L'effondrement final de l'amas

La présence de binaires dans le cœur des amas globulaires s'oppose à toute contraction de l'amas. En effet, lors d'une contraction, la densité centrale de l'amas augmente. Cette augmentation favorise la formation des binaires (voir page 28 et Figure 9). Ces binaires nouvellement formées vont alors céder de l'énergie aux étoiles solitaires. Ces étoiles solitaires sont alors éjectées du cœur, et la densité centrale diminue. Il se met en place un cycle stable où l'amas consomme des binaires dans son cœur pour assurer son équilibre dynamique.

Ce cycle se maintient tant que l'amas est capable de former de nouvelles binaires. Il arrive toutefois un moment où cette formation de binaires n'est plus possible. A ce moment, la contraction de l'amas reprendra.

Cette contraction se déroulera jusqu'à ce que le rayon de cœur tende vers zéro. Les amas ayant ainsi évolué sont dit effondrés (Hut 1992, Meylan & Heggie 1997).

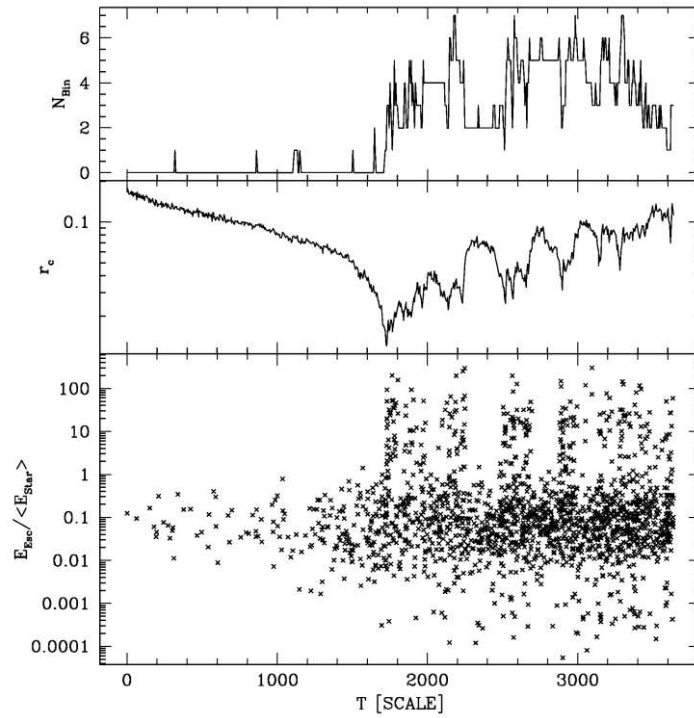


Figure 9 : Simulation de l'évolution d'un amas globulaire au cours du temps. En haut, le nombre de binaires formées par l'amas (cette simulation ne prend pas en compte les binaires primordiales). Au milieu, le rayon de cœur de l'amas. La formation dynamique de binaires permet de stopper l'effondrement des amas. En bas, l'énergie moyenne des étoiles comparée à l'énergie d'échappement. Chaque période d'effondrement s'accompagne d'une augmentation de l'énergie moyenne des étoiles (Baumgardt et al. 2002).

7 Pourquoi étudier les sources X faibles des amas globulaires avec XMM-Newton ?

De nombreux faits indiquent que les sources X faibles des amas globulaires pourraient être des binaires. La connaissance de la nature des sources X faibles confirmera ou infirmera cette hypothèse. S'il s'agit effectivement de binaires, alors le grand nombre de sources X faibles connues dans les amas globulaires est une opportunité unique d'observer un grand échantillon d'objets, et d'en préciser les mécanismes de formation et d'évolution. Les binaires jouent également un rôle fondamental dans la stabilité dynamique des amas. Etudier la répartition de ces sources dans divers amas peut donc préciser certains mécanismes dynamiques au sein des amas globulaires, et in fine, contraindre les mécanismes d'évolution des amas.

L'approche qui est développée dans ma thèse consiste en une étude spatiale pour déterminer le nombre des sources X faibles et leur répartition dans les amas, et une étude spectrale et temporelle pour déterminer la nature de ces sources.

L'instrument qui a été choisi pour réaliser cette étude est l'observatoire spatial XMM-Newton. Le chapitre suivant lui est entièrement consacré afin de présenter ses atouts pour l'étude des sources X faibles, et de justifier ce choix.

II L'observatoire spatial XMM-Newton

1 Vue générale

Je présente ici les caractéristiques générales de XMM-Newton.

1.1 La mission XMM-Newton : orbite et durée de vie



Figure 10 : Vue d'artiste du satellite XMM-Newton.

XMM-Newton est un observatoire astronomique spatial en rayons X (0.1-15 keV), lancé le 10 décembre 1999 (Figure 10). Sa mission est spécialisée dans la spectroscopie et la spectro-imagerie de sources X faibles (Jansen et al. 2001). Ses objectifs scientifiques vont de l'étude des objets compacts à celle des galaxies.

Le satellite est placé sur une orbite elliptique de période 48 heures, ce qui permet des observations longues et ininterrompues. Sa durée de vie est de 10 ans.

1.2 Le plan focal de l'observatoire

L'unité focalisant les rayons X incidents est un ensemble de 58 miroirs co-axiaux de type Wolter I (Figure 11, Ehle et al. 2003). Ces miroirs sont efficaces entre 0.1 et 15 keV, avec une efficacité maximale à 1.5 keV. Il y a trois unités de ce type sur le satellite, définissant trois points focaux primaires. Deux réseaux par réflexion (RGA) se trouvent à l'arrière de deux unités de focalisation. Ces réseaux redirigent 40 % des photons incidents vers deux foyers secondaires (Figure 12, Ehle et al. 2003). Enfin, le satellite est équipé d'un moniteur optique définissant un sixième point focal.

Ces six points focaux sont tous situés à des positions différentes, et permettent donc à six instruments de fonctionner simultanément et indépendamment (Ehle et al. 2003). Chacun de ces instruments est composé de détecteurs CCDs.

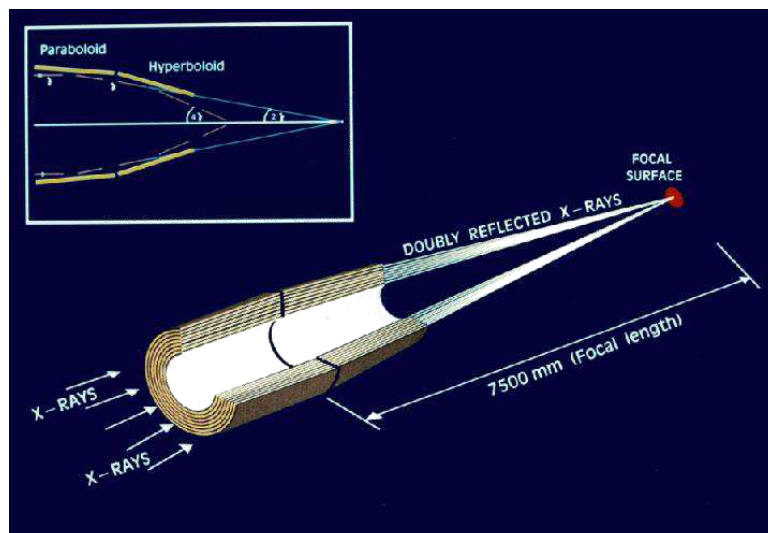


Figure 11 : Schéma de principe des miroirs de XMM-Newton. Les rayons X sont déviés par le miroir en incidence rasante, plaçant le point focal à 7.5 mètres des miroirs (Ehle et al. 2003).

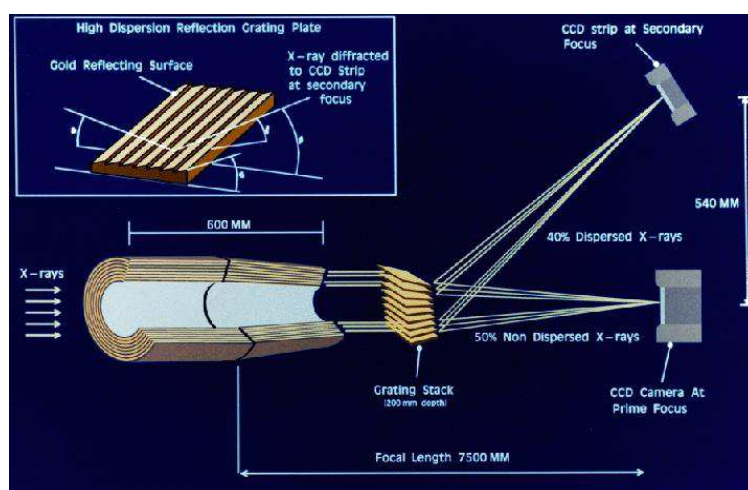


Figure 12 : Chemin optique des deux unités de focalisation équipées des réseaux par réflexion RGA. La séparation entre le foyer primaire et le foyer secondaire a été exagérée pour des raisons de clarté (Ehle et al. 2003).

2 Présentation des détecteurs de XMM-Newton

J'ai analysé les données des caméras EPIC de XMM-Newton. Après un rapide rappel du fonctionnement d'un détecteur CCD, je présente donc les différents détecteurs de XMM-Newton en insistant particulièrement sur les caméras EPIC-PN et EPIC-MOS.

2.1 Le principe de fonctionnement d'un détecteur CCD

Un détecteur CCD est un matériau semi-conducteur réceptif aux photons incidents composé d'unités logiques de détection (les pixels). Les photons interagissent avec le détecteur par effet photo-électrique (les interactions par effet Compton sont négligeables dans la bande spectrale de XMM-Newton).

Avant l'interaction entre un photon et le milieu constituant le pixel, ce milieu n'est pas ionisé. L'interaction produit un certain nombre d'électrons libres. Leur nombre exact dépend de l'énergie du photon incident. En mesurant ce nombre (la charge du pixel), on peut donc déterminer l'énergie du photon incident.

Il y a une limitation à ce mécanisme : l'intervalle de temps entre deux lectures successives d'un pixel doit être court devant l'intervalle moyen d'arrivée des photons. Dans le cas contraire, deux photons peuvent interagir dans le même pixel, et le nombre d'électrons détectés correspondra à la somme des énergies des deux photons : l'information du nombre de photons ayant interagi (et leurs énergies respectives) sera perdue.

Il peut également apparaître des défauts de lecture. Seuls certains pixels ont la capacité d'être lus afin de réduire la consommation électrique du CCD. Ces pixels sont regroupés sur un bord du CCD, dans la ligne de lecture. La charge de chaque pixel du CCD est décalée de ligne en ligne vers la ligne de lecture. Au cours de ce décalage, la charge d'un ou plusieurs pixels peut être perdue à cause d'un pixel fonctionnant anormalement, ou ne fonctionnant pas. Il est également possible qu'un photon incident interagisse à ce moment avec le détecteur. Dans le premier cas, cela laisse apparaître sur le détecteur des lignes ou des pixels brillants (ou à l'inverse noirs). Dans le second cas, cela induit un bruit de fond (qui peut être important si une source brillante est présente dans le champ de vue).

2.2 La caméra EPIC-PN

La caméra EPIC-PN (ci après PN) reçoit l'ensemble des photons focalisés par l'unité de miroirs numéro 3 (Strüder et al. 2001). Le plan de détection de la caméra (Figure 13) se compose de 12 CCDs. Afin de permettre une meilleure sensibilité aux rayons X, ces CCDs sont illuminés par l'arrière (Strüder et al. 2001).

Les pixels de chaque CCD ont une taille de 150 x 150 microns (sauf dans la ligne de lecture, où ils ont une taille de 150 x 200 microns). Cette taille de pixel correspond à environ 4.1 secondes d'arc projetées sur le ciel (Strüder et al. 2001), ce qui est un peu inférieur à la largeur à mi-hauteur de l'étalement de la réponse impulsionnelle (PSF) des miroirs (6.6 secondes d'arc, Jansen et al. 2001).

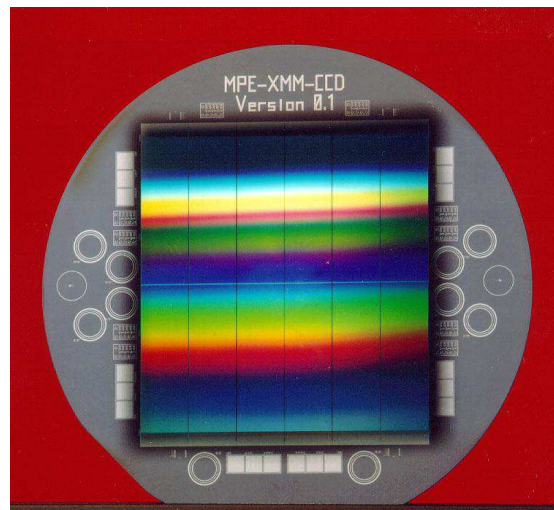


Figure 13 : Plan de détection de la caméra PN. On remarque les 12 CCDs du détecteur (Ehle et al. 2003).

La résolution temporelle maximale de cette caméra est 7 microsecondes (voir Tableau 4). Elle possède une efficacité à haute énergie (10-15 keV) importante grâce à une épaisseur de 280 microns de la zone de déplétion (Strüder et al. 2001).

La caméra PN dispose de six modes de fonctionnement (résumés sur la Figure 14 et le Tableau 4) et de quatre filtres différents (fin1, fin2, moyen, épais). Ces filtres protègent le

plan de détection des particules et de la lumière visible, et réduisent l'empilement des photons des sources brillantes (Strüder et al. 2001). La roue à filtre possède également une position ouverte (aucun filtre devant la caméra) et une position fermée.

Mode d'observation	Champ de vue (minutes d'arc)	Résolution temporelle (millisecondes)	Limite maximale observable (coups s ⁻¹)	Objectif scientifique
Full Frame	27.2 x 26.2	73.3	6	Etude sources faibles
Extended Full Frame	27.2 x 26.2	199.2	--	Etude sources étendues
Large Window	13.5 x 26.2	47.7	9	Etude sources faibles ou intermédiaires
Small Window	4.3 x 4.4	5.7	104	Etude sources brillantes
Timing	13.6 x 4.4	0.03	4 000	Etude temporelle
Burst	1.4 x 4.4	0.007	60 000	Etude temporelle

Tableau 4 : Modes d'observation de la caméra PN. Le champ de vue, la résolution temporelle, le flux maximum observable et l'objectif scientifique majeur du mode sont indiqués (Strüder et al. 2001).

2.3 Les caméras EPIC-MOS

Les deux caméras EPIC-MOS (ci après MOS) sont composées de 7 CCDs carrés épousant le plan focal des télescopes (Figure 15). Les régions du ciel non couvertes par la caméra PN (à cause des espaces entre les CCDs) le sont par les caméras MOS. La taille des pixels de chaque CCD est de 40 x 40 microns, ce qui correspond à 1.1 secondes d'arc projetées sur le ciel (Turner et al. 2001).

Les CCDs des caméras MOS ont une résolution spectrale de 70 eV à 1 keV (Ehle et al. 2003), et offrent une couverture spectrale entre 0.2 et 10 keV (Turner et al. 2001). Avec une taille de pixel plus faible que celle de la caméra PN, et une largeur à mi-hauteur de la PSF des miroirs 1 et 2 plus faible que sur le miroir 3 (respectivement 6.0 et 4.5 secondes d'arc, Jansen et al. 2001), ces caméras sont plus particulièrement adaptées à l'imagerie X (voir Tableau 5). Elles sont équipées des mêmes filtres que ceux de la caméra PN.

Mode d'observation	Taille de la zone active du CCD central (pixels)	Résolution temporelle (millisecondes)	Limite maximale observable (coups s ⁻¹)	Objectif scientifique
Full Frame	600 * 600	2600	0.7	Etude sources faibles
Full Frame 2 node	600 * 600	1400	1.3	Etude sources faibles
Large Window	300 * 300	900	1.8	Etude sources intermédiaires
Small Window	100 * 100	300	5	Etude sources brillantes
Timing	---	1.5	100	Etude temporelle

Tableau 5 : Modes d'observation des caméras MOS. La taille de la zone active du CCD central, la résolution temporelle, le flux maximum observable et l'objectif scientifique majeur du mode sont indiqués (Ehle et al. 2003).

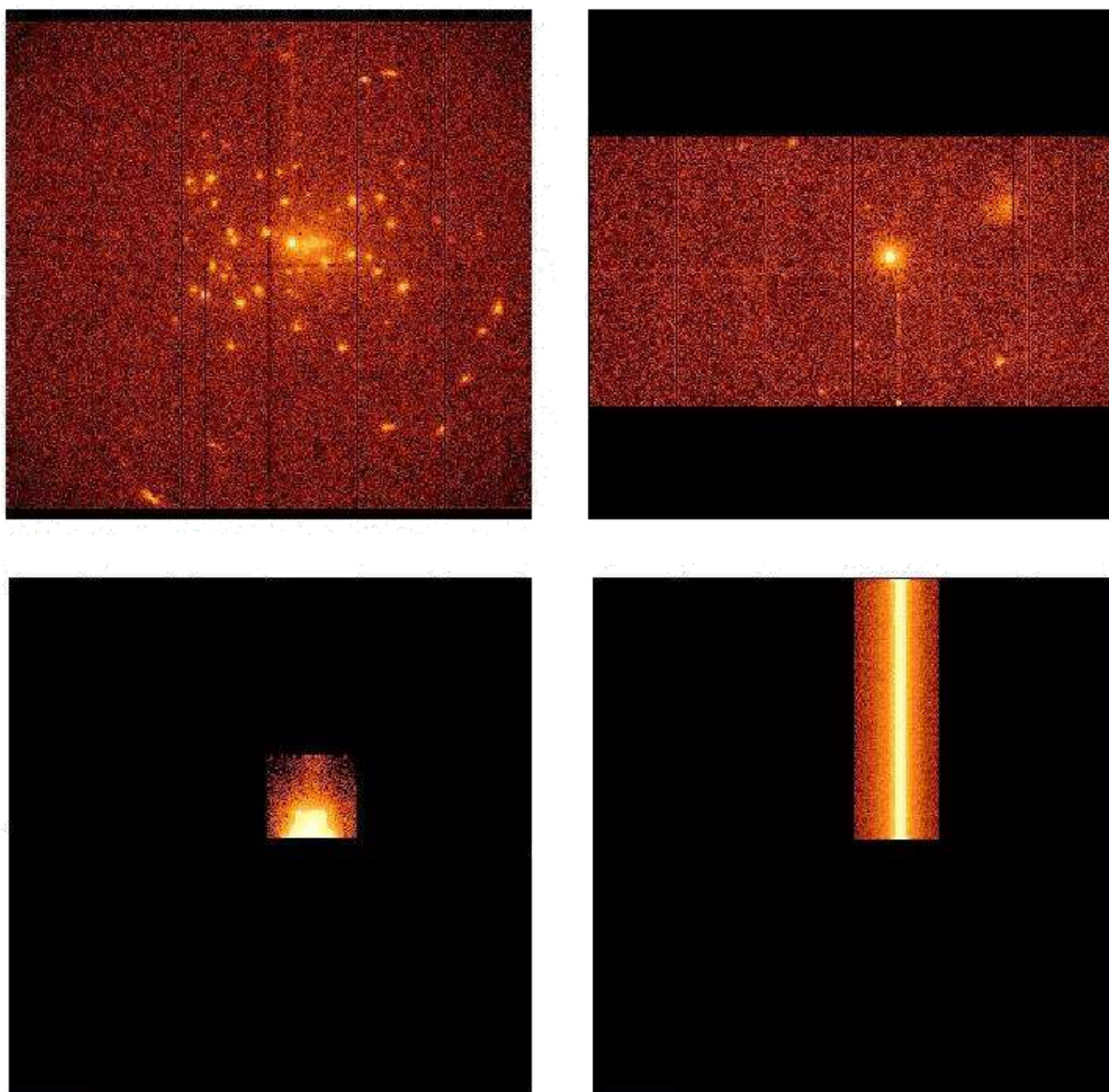


Figure 14 : Images obtenues avec les différents modes d'observation de la caméra PN : Full Frame (en haut à gauche), large window (en haut à droite), small window (en bas à gauche) et timing (en bas à droite, Ehle et al. 2003).

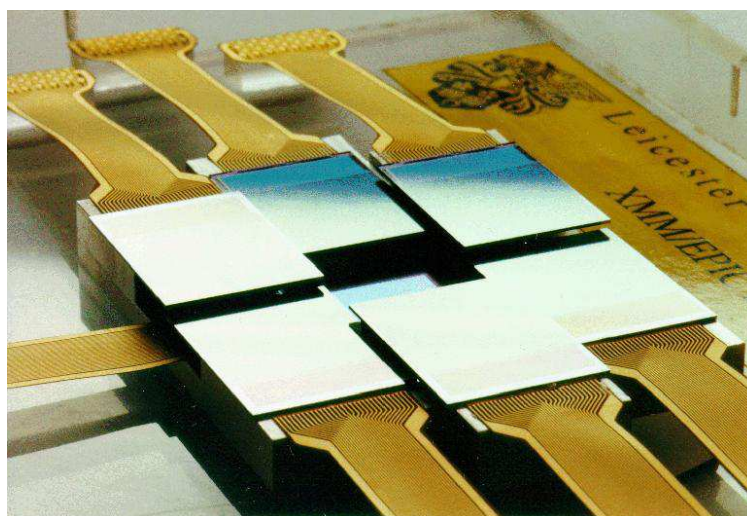


Figure 15 : Plan de détection d'une des caméra MOS. Le CCD central est en arrière plan des autres CCDs de façon à suivre la courbure du plan focal (Ehle et al. 2003).

2.4 Les autres instruments

2.4.1 Les spectromètres RGS

Les points focaux secondaires des miroirs 1 et 2, définis par les RGA, sont occupés par deux spectromètres haute résolution ($E/\Delta E = 100-500$, den Herder et al. 2001), les RGS. Ces spectromètres sont composés de 9 CCDs disposés linéairement. Ils enregistrent la position d'interaction des photons incidents, d'où on déduit, connaissant les caractéristiques des réseaux RGA, l'énergie de ces photons.

La dispersion nécessaire pour une telle résolution implique que les sources observées par les RGS doivent posséder un flux important afin que ces photons enregistrés sur chaque pixel de CCD soient dominés par ceux de la source. Les spectromètres RGS ne sont donc pas utilisables pour l'étude spectrale des sources X faibles des amas.

2.4.2 Le moniteur optique

XMM-Newton comporte également un télescope optique de 30 centimètres de diamètre, conçu pour observer la partie centrale du champ de vue des caméras PN et MOS. Les détecteurs sont sensibles aux longueurs d'onde visibles et ultraviolettes (Mason et al. 2001).

La résolution spatiale du moniteur optique est limitée par la largeur à mi-hauteur de la PSF du télescope optique (1.5 secondes d'arc, Mason et al. 2001). Dans le cas d'un amas globulaire, cette résolution est insuffisante (voir Figure 16). De plus, les amas sont des sources brillantes, saturant le moniteur optique.

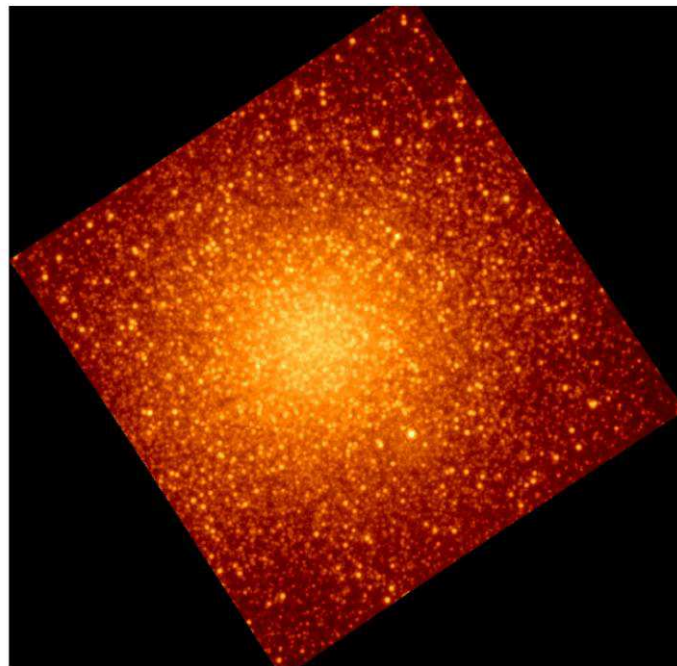


Figure 16 : Image de M13 prise dans le filtre UVW1 avec le moniteur optique. On note que le centre de l'amas n'est pas résolu.

3 Le bruit de fond

Le bruit de fond des données de XMM-Newton est variable. Je décris ici les principales caractéristiques de ce bruit.

3.1 Les bouffées de protons

Le soleil émet des protons par paquets, qui voyagent dans le système solaire sous forme de nuages, avec des structures propres. Certains de ces paquets atteignent la Terre, et interagissent avec les satellites en orbite (Lumb et al. 2002).

La présence de particules chargées était connue auparavant, et, afin d'éviter la contamination par des électrons, un champ magnétique est appliqué aux miroirs. Toutefois, le fait que les protons incidents soient dirigés vers les détecteurs par les miroirs n'a pas été anticipé (Lumb et al. 2002). Ces protons déposent dans les CCDs une petite fraction de leur énergie, suffisante pour activer un ou plusieurs pixels (Figure 17).

Une bouffée de protons se traduit par une augmentation d'un facteur 100 (ou plus) des taux de comptage sur les caméras (Hasinger et al. 2001, Lumb et al. 2002) pendant un temps variable (de quelques minutes à plusieurs dizaines d'heures).

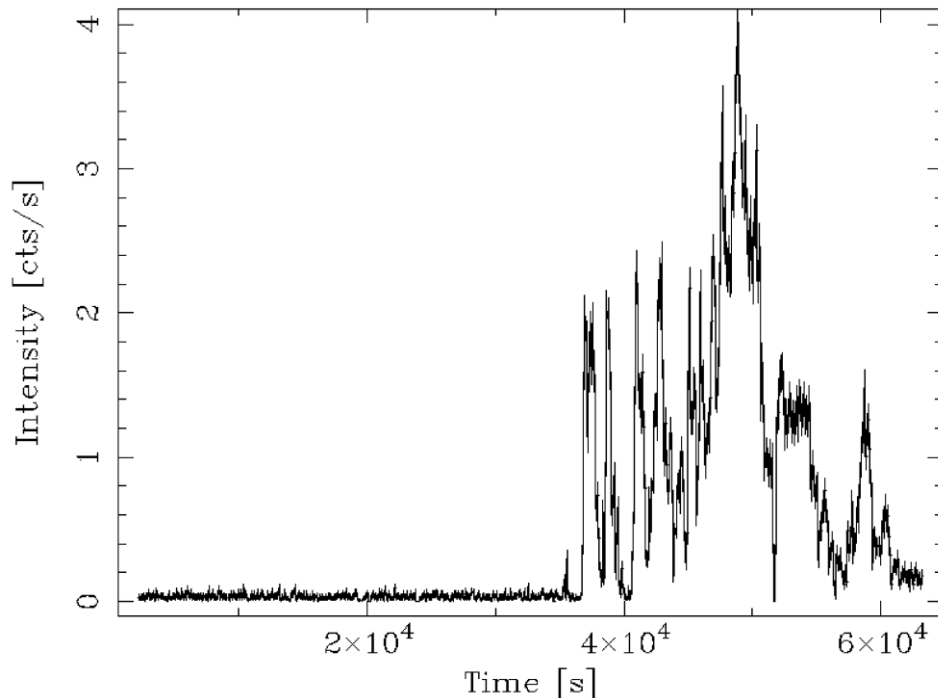


Figure 17 : Courbe de lumière d'une observation XMM-Newton durant laquelle un sursaut de protons s'est produit (Ehle et al. 2003).

Une signature caractéristique de ces sursauts est la différence très marquée entre le bruit mesuré dans le champ de vue et celui mesuré sur les portions de CCDs se trouvant hors du champ de vue (Figure 18).

L'énergie des protons est telle qu'aucun filtre ne peut les arrêter. Il est donc impossible de les filtrer mécaniquement. Ils est également impossible de les filtrer spatialement (Jean Ballet, communication privée) ou spectralement : les données recueillies durant les sursauts sont donc inutilisables (Lumb et al. 2002).

3.2 Les bruits électroniques

Tout composant électronique souffre d'un bruit intrinsèque. Par exemple, dans le cas des CCDs de la caméra PN, le bruit de lecture est de 0.1 e⁻ par pixel et le bruit total liée à

l'électronique est d'environ 5 e^- (Strüder et al. 2001). Ce bruit est significatif lors d'une longue observation. Il n'est pas possible de le réduire ou de le soustraire.

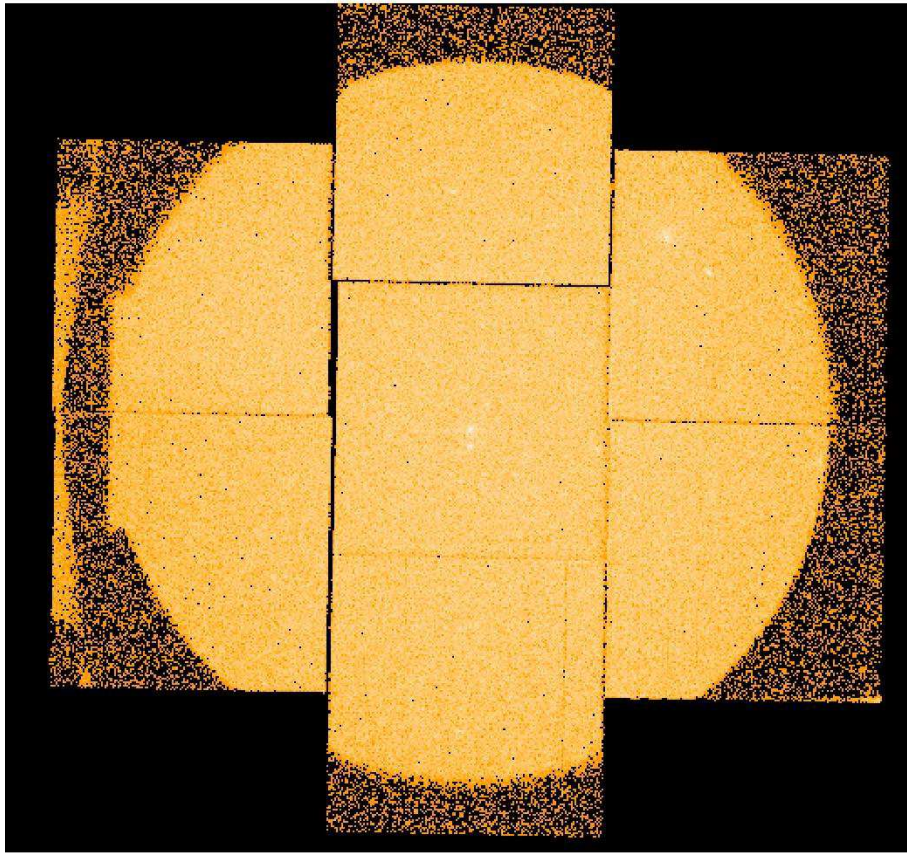


Figure 18 : Image du champ de vue de M22. Un sursaut de protons s'est produit lors de cette observation. On remarque clairement la limite entre le champ de vue et les zones situées hors du champ de vue.

Un autre bruit à considérer est la fluorescence des matériaux et de l'électronique sous-jacente aux caméras (voir Figure 19 pour la caméra PN par exemple). Ce bruit n'est pas homogène sur le détecteur (sur la Figure 19, en bas à gauche, on voit par exemple apparaître les composants électroniques placés derrière les CCDs), et il est impossible de le réduire. Lors des analyses spectrales il est donc impératif d'estimer le bruit de fond dans des zones où ce bruit est comparable à celui observé dans la zone d'extraction du spectre de la source.

3.3 Le fond diffus X

Chaque champ de vue observé contient des sources X extragalactiques (voir page 26). Plusieurs centaines de ces sources ont été détectées lors de pointages de très longue durée (plus de 300 kilosecondes) dans la zone du trou de Lockman (Hasinger et al. 2001). Certaines d'entre elles sont extrêmement faibles (moins de 100 photons détectés, Hasinger et al. 2001). Lors d'observations de plus courte durée, ces sources sont trop faibles pour être détectées, mais sont responsables d'un fond diffus. Puisque ces sources sont à des distances cosmologiques, ce phénomène est présent dans tous les champs de vue observés.

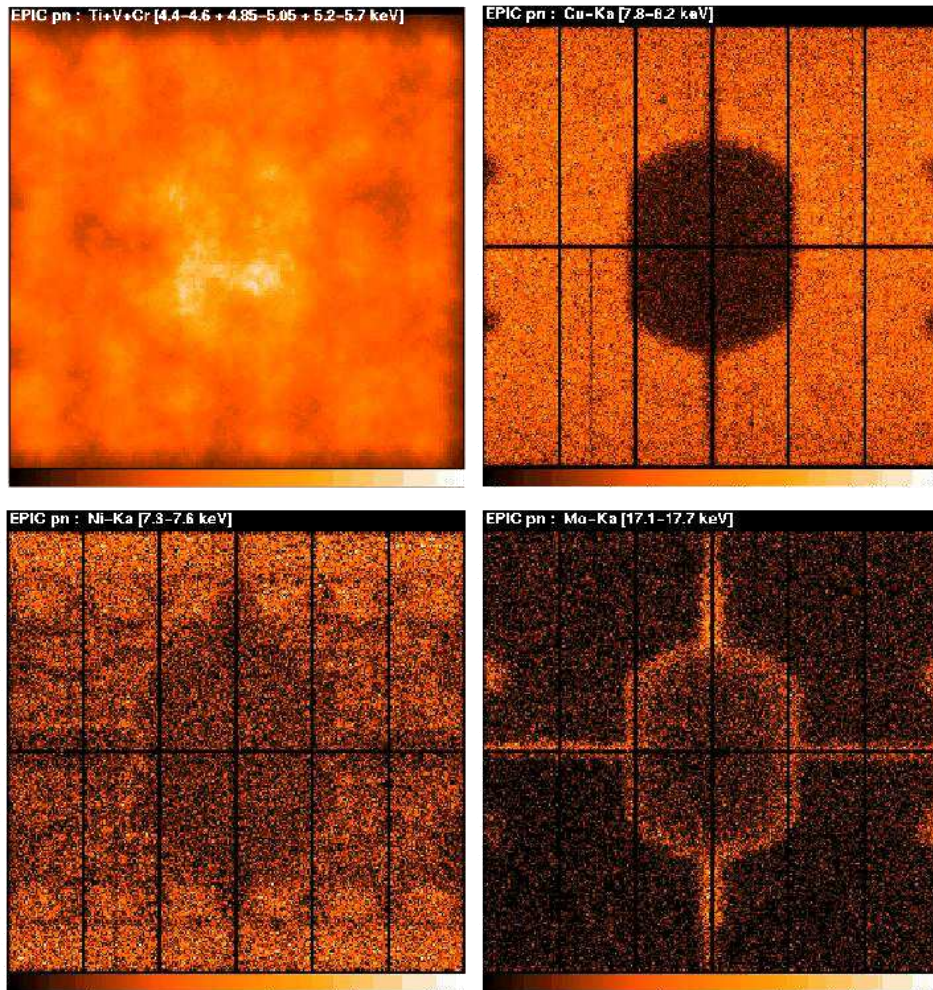


Figure 19 : Images de la caméra PN prises dans diverses bandes d'énergies. On retrouve les raies dues au châssis du satellite (en haut à gauche, Ti + V + Cr), celle de l'électronique du circuit (en bas à gauche, Ni), celles de la carte électronique (en haut à droite, Cu) et celle du support du détecteur (en bas à droite, Mo, Ehle et al. 2003).

4 Le traitement des données

Le traitement des données s'effectue avec le SAS (*Science Analysis Software*, logiciel d'analyse scientifique de XMM-Newton). Ce logiciel effectue la calibration des données, et élimine la majorité des artefacts électroniques. Un filtrage temporel (Lumb et al. 2002) permet de supprimer les éventuelles périodes de sursauts de protons. J'ai utilisé la version 5.4.1 du SAS pour le traitement. Je présente ici mes méthodes d'analyse.

4.1 La détection des sources

4.1.1 Les algorithmes de détections

Au sein du SAS, il existe deux méthodes pour réaliser la détection des sources : la méthode de détection par boîte glissante, et la méthode d'ajustement par ondelettes. Ces deux méthodes utilisent les images produites par les caméras EPIC.

La méthode d'ajustement par ondelettes compare le signal avec une bibliothèque représentant le signal attendu lors de la détection de sources de diverses topologies (ponctuelles, étendues, ellipsoïdales,...). La famille d'ondelettes choisie est celle du 'chapeau mexicain' (la partie

négative de cette ondelette permet de tenir compte du bruit de fond de l'image). La comparaison est réalisée en convoluant l'image avec l'ondelette et en détectant les maxima de l'image convoluée. Ceci est réalisé pour chaque élément de la bibliothèque. Le meilleur ajustement pour chaque source est conservé (il permet de connaître la topologie de la source).

J'ai préféré cette méthode à celle de la boîte glissante car elle donne de meilleurs résultats dans le cas des sources faibles partiellement résolues et des sources diffuses.

Afin de limiter au maximum le bruit de fond, la détection a été réalisée dans une bande d'énergie allant de 500 eV à 5 keV. Cette bande présente en outre l'avantage de maximiser la surface efficace de XMM-Newton (voir Figure 20).

Le niveau du bruit de fond dans les images n'est cependant pas rigoureusement constant : de faibles fluctuations statistiques y sont présentes. Ces fluctuations peuvent être détectées comme des sources très faibles. Il convient donc d'estimer la pertinence de chaque détection.

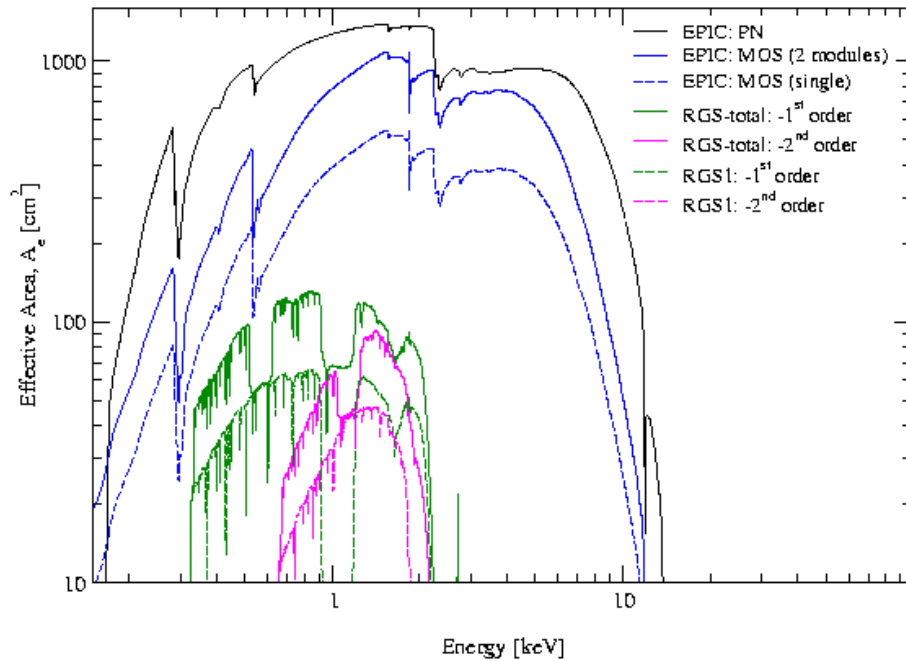


Figure 20 : Surface efficace pour chaque détecteur en fonction de l'énergie des photons incidents (Ehle et al. 2003).

4.1.2 La validation des détections

La validation des détections est réalisée par le calcul du maximum de vraisemblance (Craddace et al. 1988). La réponse impulsionnelle du télescope est ajustée au signal observé et la probabilité que ce signal puisse être créé par une source est déterminée. La vraisemblance est donnée par (d'après la documentation du SAS) :

$$V = -\ln(1 - P_{\text{reel}}) \quad (26)$$

J'ai rejeté les sources dont la probabilité d'être réelles (P_{reel}) était inférieure à 0.9966. Cela correspond à une vraisemblance inférieure à 5.7.

Le seuil choisi est assez bas (la valeur communément admise pour les validations de détection est 8, d'après le guide de l'utilisateur du catalogue 1XMM). Certaines des sources détectées

pourraient donc être des fluctuations statistiques. Il peut être montré qu'à une vraisemblance de 5.7, 3 % des validations sont incorrectes (valeur exprimée à 3σ de confiance).

Un tel nombre reste grand. Afin de le réduire, j'ai corrélié les listes de sources des différents détecteurs. Compte tenu de la taille du champ de vue (~ 706 minutes d'arc carrées) et de celle de la réponse impulsionnelle (~ 0.0314 minutes d'arc carrées), la probabilité de détecter un excès de coups à une position donnée est 4.5×10^{-5} . Sur un des détecteurs, la probabilité que cet excès soit une fluctuation validée est 3.4×10^{-3} . Sur un second détecteur, la probabilité que cet excès soit détecté au même endroit (en supposant qu'il s'agisse d'une fluctuation statistique et non d'une source réelle) est $4.5N \times 10^{-5}$. N représente le nombre d'excès détectés qui doivent être validés (déterminé par la méthode d'ajustement d'ondelettes). Pour un champ de vue typique, N vaut environ 600. Cet excès doit ensuite être validé. Puisque je suppose qu'il s'agit d'une fluctuation, la probabilité de validation est 3.4×10^{-3} . La probabilité totale d'avoir une fluctuation détectée sur deux détecteurs est donc : 3.2×10^{-7} . Une telle source est réelle.

Il existe une limitation à cette méthode. La caméra PN est plus sensible que les caméras MOS. Il existe donc des sources qui seront détectées uniquement par la caméra PN. De telles sources peuvent être soit des sources réelles, soit des fluctuations du bruit de fond.

J'ai filtré la liste de sources détectées en conservant uniquement celles détectées par deux (ou trois) caméras et celles détectées par la caméra PN seulement. J'ai rejeté, dans le cas particulier des sources n'étant détectées que par la PN, toutes celles dont la vraisemblance était inférieure à 7 (probabilité d'être réelle inférieure à 99.91 %).

Cette limite est encore inférieure à celle utilisée par le catalogue 1XMM. Toutefois la méthode de détection des sources est différente : le catalogue utilise une analyse multi-bande, j'utilise une analyse simple bande.

L'analyse multi-bande conduit à la détection d'un plus grand nombre de fausses sources que l'analyse simple bande (voir la Figure 21). Avec la limite de vraisemblance de 8, 5 % des sources sont fausses par champ de vue dans une analyse multi-bande (à 99.6 % de confiance). Avec une limite de 7, seules ~ 2 % de fausses sources par champ sont détectées pour une analyse simple bande (à 99.6 % de confiance). C'est la raison qui m'a conduit à choisir ce seuil de détection et cette analyse.

4.1.3 La limite de détection et le problème du vignetting

La surface efficace des miroirs dépend de l'angle d'incidence des photons. Elle est maximale dans l'axe des miroirs, et décroît lorsque cet angle augmente. Ce phénomène se nomme le vignetting.

Le bruit électronique n'est pas affecté par le vignetting car il ne dépend pas des miroirs. Le rapport signal sur bruit d'une source dépend donc de l'endroit où cette source est détectée. La limite de détection est caractérisée par un rapport signal sur bruit donné. Elle dépend donc également de la position considérée sur le détecteur (voir Figure 22). Lorsque je ferai référence à cette limite, il s'agira de la limite de détection exprimée au centre du champ de vue.

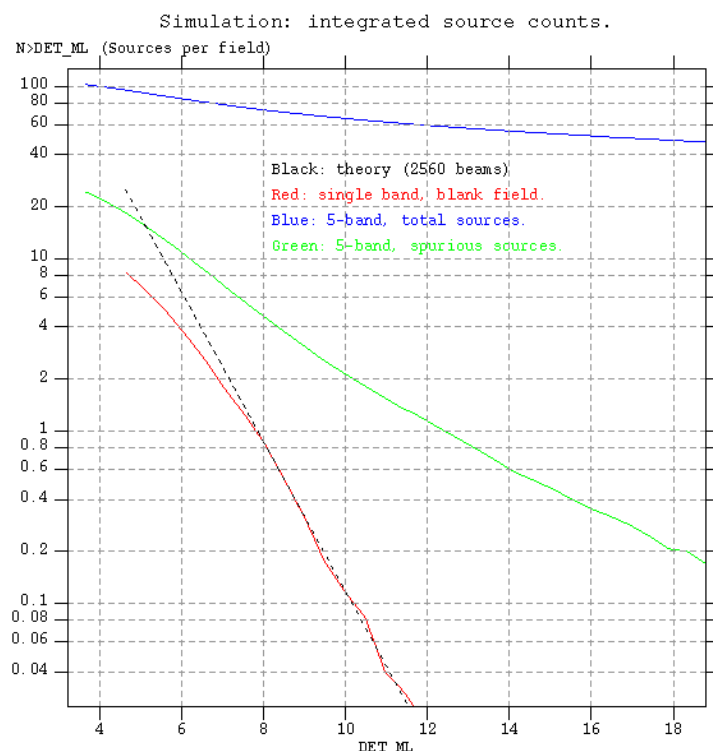


Figure 21 : Nombre de fausses sources détectées dans le champ de vue en fonction du seuil de maximum de vraisemblance. Les courbes noire et rouge correspondent aux détectations faites dans une seule bande d'énergie (la méthode que j'ai choisie), la courbe verte correspond aux détectations faites dans cinq bandes simultanément (la méthode utilisée pour détecter les sources du catalogue 1XMM). Le décrochage de la courbe rouge par rapport à la courbe noire (à ML=8) est dû à un paramètre mal ajusté lors des détectations (d'après le Guide de l'Utilisateur du Catalogue 1XMM, édité par le Consortium SSC).

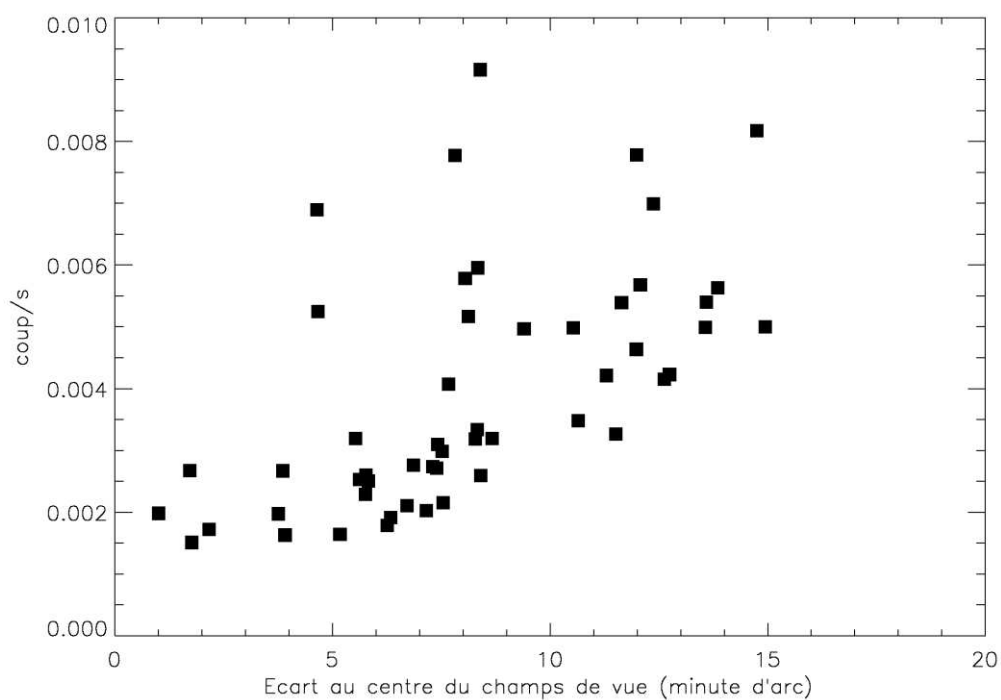


Figure 22 : Flux des sources détectées dans l'amas M13 en fonction de la position radiale de la source par rapport au centre du champ de vue.

4.1.4 L'estimation du nombre de sources associées à l'amas

La majorité des sources détectées ne sont pas associées à l'amas globulaire (voir page 26). Il est impossible de distinguer les sources associées à l'amas de celles qui ne le sont pas uniquement par une observation X . Il est par contre possible d'estimer à partir de la population de sources détectées dans la région du trou de Lockman le nombre de sources attendues dans un champ de vue quelconque (Hasinger et al. 2001). J'ai donc utilisé la relation statistique donnant le nombre de sources détectées dans le champ de vue du trou de Lockman en fonction du flux limite de détection pour estimer le nombre de sources non associées aux amas (Hasinger et al. 2001).

J'ai calculé la limite de détection dans les observations en plusieurs points du champ de vue. Ceci permet de tenir compte du vignetting de l'instrument. A cause de la symétrie axiale des miroirs, les points sont choisis à l'intérieur d'anneaux concentriques. Le rayon de chaque anneau est calculé pour qu'un nombre significatif (~ 20) de sources y soient présentes et pour que les variations du vignetting y soient négligeables.

Les flux calculés par Hasinger et son équipe en 2001 grâce au SAS version 4 sont surestimés d'environ 12 %. J'ai donc inclus une correction de flux. La relation d'Hasinger et al. (2001) indique alors directement le nombre de sources attendues dans l'anneau, dans une observation de même type que celle du trou de Lockman. En supposant que le trou de Lockman représente un champ de vue de référence, ceci permet d'en déduire le nombre de sources qui seraient détectées dans le champ de vue d'un amas si l'amas n'était pas présent. Je suppose en particulier que l'incertitude statistique sur le nombre de sources par degré carré donné par la relation d'Hasinger et al. (2001) est négligeable devant l'incertitude statistique due à la détection des sources.

Il existe deux limitations à cette méthode. D'une part, il est nécessaire d'effectuer une correction de couleur qui est liée à l'absorption galactique dans le champ considéré. Cette correction devrait être faite pour toutes les sources en fonction de leurs caractéristiques spectrales. Vu que les caractéristiques spectrales des sources les plus faibles ne sont pas connues, j'ai effectué cette correction en supposant que toutes les sources ont les mêmes caractéristiques : un spectre en loi de puissance d'indice 2. L'erreur commise sur la correction est faible tant que l'absorption n'est pas très élevée ($\sim < 10^{21} \text{ cm}^{-2}$, voir page 82), ce qui est le cas de M13 et d'Oméga du Centaure.

D'autre part, cette estimation ne tient pas compte du nombre de sources galactiques détectées, qui dépend de la latitude galactique (Guillout & Motch 2003). La contamination des champs de vue par les sources d'avant-plan est importante pour des latitudes faibles ($|b| < 10^\circ$, Motch et al. 2003). Or, les amas observés par XMM-Newton ont des latitudes plus élevées ($|b| \sim 15^\circ$), à l'exception de M22.

Cette méthode est donc valable pour M13 et Oméga du Centaure. Une autre méthode est présentée page 82 pour estimer le nombre de sources associées à M22 et NGC 6366.

4.3 L'analyse spectrale et temporelle des sources X des amas globulaires

L'analyse spectrale des sources les plus brillantes (plus de 200 coups enregistrés) est réalisée par un ajustement des modèles aux spectres avec une méthode des moindres carrés. La qualité de cet ajustement est estimée par la méthode du chi carré (voir équation 27, où C_i représente un point expérimental, M_i un point correspondant du modèle et σ_i l'erreur expérimentale correspondante). Cette méthode nécessite que les points C_i suivent une statistique gaussienne (ils doivent représenter un grand nombre [>20] de photons, Ballet 2003).

$$\chi^2 = \sum_i \left(\frac{C_i - M_i}{\sigma_i} \right)^2 \quad (27)$$

Pour les sources moins brillantes, mais pour lesquelles le nombre total de coups enregistrés est supérieur à 100, j'ai utilisé la statistique de Cash (voir équation 28, Cash 1979). Cette analyse n'indique pas la qualité de l'ajustement mais permet de comparer directement l'ajustement de deux modèles différents (Ballet 2003).

$$S = 2 \sum_i (M_i - C_i \ln M_i) \quad (28)$$

Pour les sources les plus faibles, j'ai réalisé une estimation des caractéristiques spectrales grâce aux rapports de duretés. En étudiant spectralement quelques sources lumineuses, et en calculant la position de ces sources dans des diagrammes couleur-couleur et couleur-luminosité, j'ai pu contraindre les spectres des sources plus faibles (voir III et IV).

La variabilité des sources est étudiée en comparant les courbes de lumière avec une distribution constante. L'indicateur de qualité de cette comparaison est soit une méthode de chi carré, soit une méthode de Kolmogorov-Smirnov (test de K-S).

5 Le programme amas globulaire du CESR

XMM-Newton est, grâce à sa sensibilité et ses capacités spectroscopiques, un instrument parfait pour réaliser une étude spectrale des sources X faibles des amas globulaires. La détection de plusieurs sources X faibles dans quelques amas judicieusement choisis est suffisante pour l'étude de ces sources.

Les amas observés ont été choisis à cause de caractéristiques facilitant la détection de sources X faibles : proximité, faible absorption, grands cœurs. Leurs observations ont été réparties tout au long des cycles d'observations de XMM-Newton (Temps Garanti, Cycle 1) et continuent encore (Cycle 2 et demande de temps supplémentaire lors du Cycle 3).

Dans la suite de mon exposé, je ne présenterai que les amas observés au sein des cycles d'observations du Temps Garanti et du Cycle 1. Il s'agit des amas NGC 5139 (Oméga du Centaure, observé en août 2001), NGC 6205 (M13, observé en janvier 2002), NGC 6656 (M22, observé en septembre 2000) et NGC 6366 (observé en octobre 2001 et février 2002). En outre, j'ai exploité des données d'archive du télescope spatial Hubble de l'amas M13. Cette analyse sera présentée dans le chapitre IV. Enfin, j'ai également ré-analysé les données Chandra obtenues en janvier 2000 de l'amas Oméga du Centaure. Cette analyse est présentée dans le chapitre suivant.

III L'amas globulaire NGC 5139, Oméga du Centaure

1 Oméga du Centaure, le roi des amas

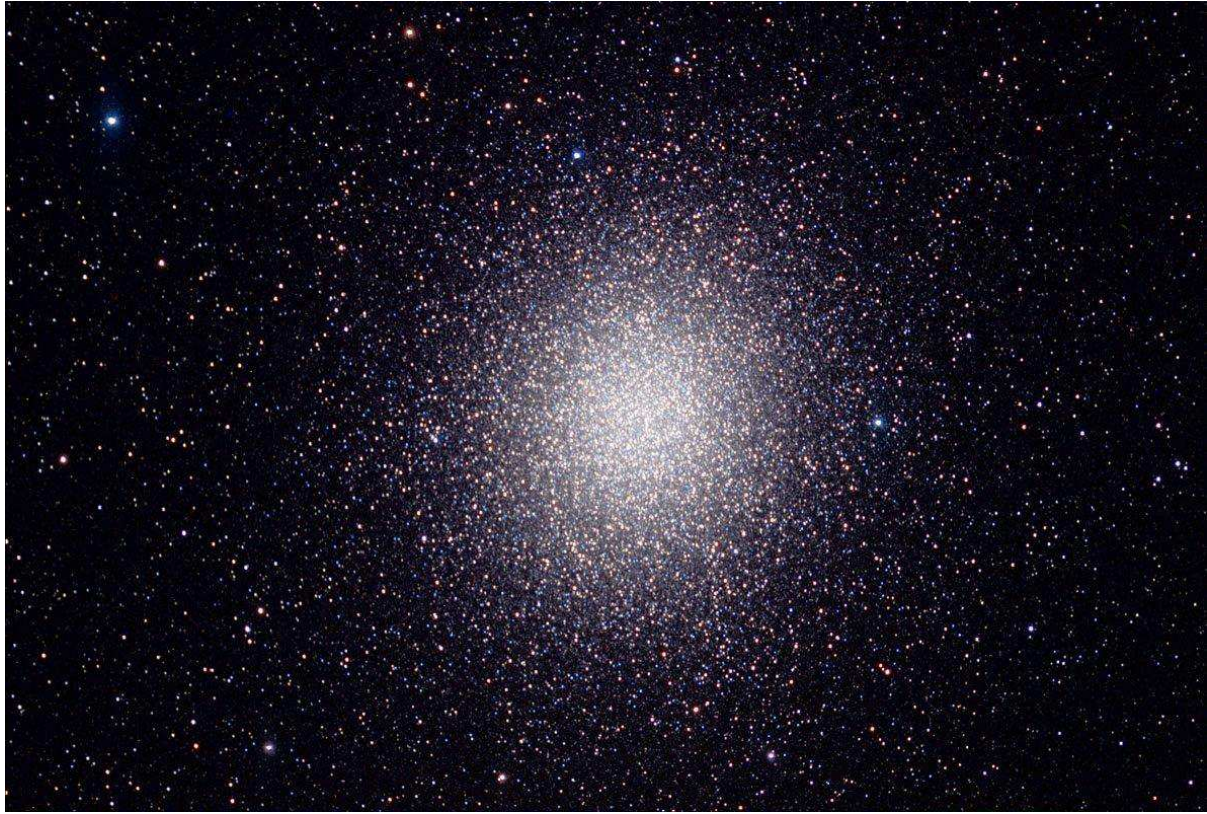


Figure 23 : L'amas globulaire Oméga du Centaure. Crédit photo : Loke Kun Tan & NASA Astronomy Picture of the Day.

L'amas globulaire NGC 5139 (Figure 23) situé dans la constellation australe du Centaure, est visible à l'œil nu. Il est l'amas le plus massif de la galaxie ($10^{6.7} M_{\odot}$, Meylan et al. 1995).

Cet amas possède un cœur de 154.8 secondes d'arc (Harris 1999). Sa distance est de 5.3 kpc (Harris 1999, Thompson et al. 2001). Il est peu absorbé, avec une densité de colonne de $8.4 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-2}$ (Harris 1999). Ceci permet des études spectrales pour des sources de faible luminosité ($10^{31} \text{ erg s}^{-1}$).

ROSAT a détecté 22 sources X faibles dans cet amas. Quatre de ces sources se trouvent dans le rayon de demi-masse de l'amas (dont trois dans le cœur, Verbunt & Johnston 2000). Les caractéristiques de l'amas et la présence de ces nombreuses sources X faibles permettent de préciser la nature de ces sources (Verbunt 2001).

2 Les résultats de l'observation de XMM-Newton

An XMM-Newton observation of the globular cluster Omega Centauri[★]

B. Gendre, D. Barret, and N. A. Webb

Centre d'Étude Spatiale des Rayonnements, 9 avenue du Colonel Roche, 31028 Toulouse Cedex 4, France

Received 30 October 2002 / Accepted 13 December 2002

Abstract. We report on a deep XMM-Newton EPIC observation of the globular cluster Omega Cen performed on August 13th, 2001. We have detected 11 and 27 faint X-ray sources in the core and half mass radii, searching down to a luminosity of 1.3×10^{31} ergs s⁻¹ in the 0.5–5 keV range. Most sources have bolometric X-ray luminosities between $\sim 10^{31}$ – 10^{32} ergs s⁻¹. We present the color-color and hardness-intensity diagrams of the source sample, as well as high-quality EPIC spectra of the brightest objects of the field, including the two candidate Cataclysmic Variables (CVs) in the core and the quiescent neutron star low-mass X-ray binary candidate. The spectra of the latter objects fully support their previous classification. We show that the bulk of sources are hard and spectrally similar to CVs. The lack of soft faint sources might be related to the absence of millisecond pulsars in the cluster. The XMM-Newton observations reveal the presence of an excess of sources well outside the core of the cluster where several RS CVn binaries have already been found. We have also analyzed a publicly available Chandra ACIS-I observation performed on January 24–25th, 2000, to improve the XMM-Newton source positions and to search for source intensity variations between the two data sets. 63 XMM-Newton sources have a Chandra counterpart, and 15 sources within the half-mass radius have shown time variability. Overall, the general properties of the faint X-ray sources in ω Cen suggest that they are predominantly CVs and active binaries (RS CVn or BY Dra).

Key words. Galaxy: globular clusters: individual: Omega Centauri – X-ray: binaries – stars: neutron
– stars: novae, cataclysmic variables – stars: binaries: general

1. Introduction

Omega Centauri (NGC 5139, ω Cen) is one of the best studied objects of our galaxy. It is the most massive globular cluster ($5.1 \times 10^6 M_{\odot}$, Meylan et al. 1995). It is characterized by large core and half mass radii (154.88'' and 250.8'' respectively, Harris 1996). Binaries are expected to be present in ω Cen either as a result of the evolution of primordial binaries, or through close encounters between stars in the cluster (Di Stefano & Rappaport 1992, 1994; Davies & Benz 1995; Verbunt 2002a). Binaries such as CVs, low mass X-ray binaries either with a neutron star or a black hole, or active X-ray binaries (RS CVn or BY Dra systems) or millisecond pulsars could thus form. Some of these binaries have already been found as faint X-ray sources in ω Cen (Verbunt 2001).

Faint X-ray sources were first detected in ω Cen by the EINSTEIN X-ray satellite. EINSTEIN detected 5 faint point sources (one in the core, Hertz & Grindlay 1983) and a possible extended emission region, within the half mass radius (Hartwick et al. 1982). A decade after EINSTEIN, ROSAT detected 22 faint sources in the line of sight of ω Cen

(Johnston et al. 1994; Verbunt & Johnston 2000). ROSAT confirmed the EINSTEIN sources, and resolved the core source into three components (Verbunt & Johnston 2000). However, ROSAT did not find any evidence for the diffuse emission seen by EINSTEIN (Johnston et al. 1994).

More recently, Chandra observed ω Cen and detected over 140 faint X-ray sources (Cool et al. 2002). From follow-up observations using the accurate Chandra positions, Cool et al. (2002) claimed that there were at least three classes of binaries present in the detected sample. Two of the three ROSAT core sources (ROSAT R9a and R9b) may be CVs (Carson et al. 2000). The third ROSAT core source (R20, Verbunt & Johnston 2000) was associated with a main sequence optical counterpart, showing weak H α emission, suggesting a BY Dra system rather than a CV. In addition, two more Chandra core sources were detected with HST/WFPC2, with properties matching those of RS CVn or active-corona binaries (Cool et al. 2002). Finally, Cool et al. (2002) found the X-ray counterparts of two variable binaries discovered far out from the cluster center by Kaluzny et al. (1996). Based on their light curve properties, these two systems are proposed to be RS CVn binaries (Kaluzny et al. 1996, 2002). Beside these three classes of binaries, by looking at the spectral characteristics of the Chandra sources, Rutledge et al. (2002) noticed that one relatively bright object had an extremely soft X-ray spectrum. This spectrum was found to be

Send offprint requests to: B. Gendre,
e-mail: gendre@cesr.fr

* Les tables 1, 2, 3 et 5, initialement publiées en lignes, sont jointes à fin de l'article.

consistent with those observed from field quiescent neutron star binaries (Rutledge et al. 2002). X-rays would then come from the neutron star surface maintained at a high temperature by episodic mass accretion from a binary companion. In total, up to four different types of binaries may have already been found in the cluster.

We have initiated a survey of nearby globular clusters with XMM-Newton (M22, Webb et al. 2002a, M13, NGC 6366, Gendre et al., in preparation and ω Cen). Because of the limited angular resolution of XMM-Newton, we have selected nearby clusters with large core radii. Taking advantage of the large collecting area of XMM-Newton (~ 6 times that of Chandra), we wish to obtain the best possible spectral and timing information for the widest possible sample of faint X-ray sources.

In this paper, we present the first results of our deep XMM-Newton observation of ω Cen. We describe the general properties of the population of faint X-ray sources detected in the cluster (Sect. 2). Using the publicly available Chandra observation, we have correlated the XMM-Newton and Chandra data (Sects. 3 and 4) to improve the XMM-Newton positions and search for intensity variations between the two data sets (Sect. 5). We also present the spectra of the brightest objects in the field, with the emphasis on those for which an identification already exists (Sect. 6). We briefly discuss the implications of our findings in Sect. 7.

2. General properties of the faint X-ray sources in Omega Cen

2.1. The XMM-Newton observation

We observed ω Cen on 2001 August 13 with the XMM-Newton EPIC MOS (Turner et al. 2001) and PN (Strüder et al. 2001) cameras, using a full frame window mode and a medium filter. The observation was 40 kilosecond long with a low and stable background. The data were analyzed with the latest version (5.3.3) of the XMM-Newton Science Analysis Software (SAS). We used the calibration chains of the EPIC cameras, *emchain* and *epchain*, using the *embadpixfind* task to flag bad pixels and bad columns. We filtered the event files produced for good time intervals and non astrophysical events (electronic noise, cosmic rays). We used the predefined patterns, keeping only patterns 0–12 for the MOS detectors and patterns 0–4 for the PN, and we rejected all the events flagged as “bad” by the calibration chains. Finally, we also rejected events with energies below 0.4 keV and above 10 keV, because of a high number of bad patterns.

2.2. Source detection

Sources were searched between 0.5 and 5.0 keV, a range which encloses the peak of the effective area of the EPIC cameras. A wavelet detection algorithm was used¹. It is better suited to crowded fields than the sliding box algorithm. Given the early

¹ see the *ewavelet* documentation available at http://xmm.vilspa.esa.es/external/xmm_user_support/documentation/sas_pkg_frame.shtml

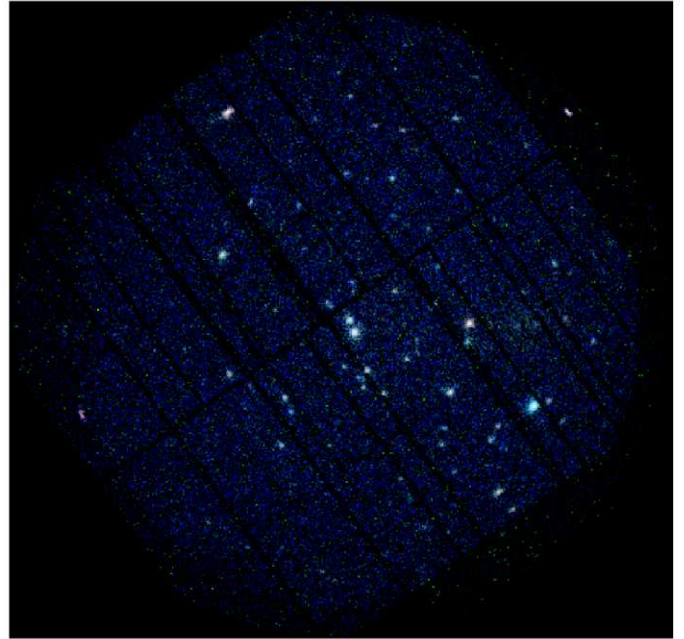


Fig. 1. A false color image of the XMM-Newton field of view. It combines the EPIC-PN and MOS images. The color bands we used were 0.5–1.5 keV (red), 1.5–3.0 keV (green) and 3.0–10.0 keV (blue).

development stage of the task, we used a conservative 4σ as the detection threshold. For each camera, the source list so obtained was used as an input to the task *emldetect*. *emldetect* computes for each source a maximum likelihood, taking into account the point spread function of the instrument. For each source, the task returns its best fit position, the statistical errors on this position (1σ or 68% confidence level), its count rate, and a maximum likelihood detection value. We used a maximum likelihood threshold of 12. In order to estimate the statistical error at the 90% confidence level for the source positions, we modified the public version of *emldetect* following the recommendation of the task author (for a two parameter fit, the 90% confidence limit level is given by likelihood + 6.18, Lamer, private communication). Three PN sources were removed because their best fit positions fell onto bad columns. The cleaned PN, MOS1 and MOS2 source lists were then correlated using a customized version of the task *srcmatch*. *srcmatch* returns the positions of the correlated sources weighted by their statistical errors as derived for each instrument separately. The maximum likelihood of a correlated source is the sum of the individual maximum likelihoods.

The majority of the correlated sources are detected by the PN camera because it is more sensitive than the MOS cameras. There are however some sources missed by the PN, due to CCD gaps, or bad columns and the smaller field of view of the PN compared to the MOS; these sources are marked MOS only in Tables 1 and 2.

146 sources were detected by the EPIC cameras; 59 are seen only by the PN, 9 are MOS only (and all of them are seen in MOS 1 and MOS 2), and the remaining 78 are detected in the PN and at least one MOS camera. We present a false color combined PN and MOS image of the field of view in Fig. 1. The positions and statistical errors given at the 90%

confidence level, the 0.5–5.0 keV source count rate and associated error are listed in Table 1 for those sources lying within the half mass radius and in Table 2 for the remaining sources. In EPIC-PN, a count rate of 10^{-2} counts s^{-1} corresponds to an unabsorbed flux of $\sim 2.7 \times 10^{-14}$ ergs s^{-1} cm^{-2} for a 0.6 keV blackbody model absorbed through the interstellar absorption derived from the optical extinction ($N_H = 8.4 \times 10^{20}$ cm^{-2} , Djorgovski 1993; Predehl & Schmitt 1995). Assuming a 3 keV thermal Bremsstrahlung and a power law of photon index 2, the corresponding fluxes are $\sim 2.5 \times 10^{-14}$ ergs s^{-1} cm^{-2} and $\sim 2.4 \times 10^{-14}$ ergs s^{-1} cm^{-2} respectively.

For the blackbody model, this flux translates to a luminosity of $\sim 10^{32}$ ergs s^{-1} at the distance of ω Cen (5.3 kpc, Harris 1996; Thompson et al. 2001). Thus in Tables 1 and 2 one can see that the bulk of sources have luminosities in the range 10^{31} – 10^{32} ergs s^{-1} .

2.3. Background sources

Some of the sources listed in Tables 1 and 2 are extragalactic background sources unrelated to the cluster. In order to estimate their number, we used the statistical Log N –Log S relationship of extragalactic sources derived from the Lockman Hole XMM-Newton data (Hasinger et al. 2001). To account for the vignetting function of the XMM-Newton mirrors, we have computed limiting count rates (for source detection) within different annuli (all centered on the cluster center), using an approach similar to Cool et al. (2002). The radius of each annulus is computed such that the annulus contains a large (≥ 25) number of sources (the radius varies between 2.5 and 4.2'). This allows us to set the limiting count rate to the count rate of the weakest source detected in that annulus. The limiting count rate is a factor of ~ 2 larger in the outer annulus than in the inner annulus. For direct comparison with the Log N –Log S curve of Hasinger et al. (2001), these count rates have then been converted into unabsorbed 0.5–2.0 keV fluxes using a power law model of index 2.0 absorbed through the cluster N_H . Following this procedure, after a proper surface normalization, one expects 4, 9, 35 and 65 background sources within the core, half mass, twice the half mass and a 12.5' radii (the values so obtained were rounded to the nearest integer). Beyond 12.5', where we do not expect any cluster sources, the number of detected sources matched the one estimated with this procedure.

As an indication, we have computed the error on the above estimates assuming a 10% uncertainty on the limiting count rate estimate and a 10% uncertainty in the XMM-Newton calibration (note that the Log N –Log S relationship was derived from a processing of the Lockman hole data with the SAS prior to its first public release). This gives an error of 1 and 2 on the estimated number of background sources within the core and half mass radii.

2.4. Color-color and hardness-intensity diagrams

In order to investigate the general properties of the sources detected by XMM-Newton, we have computed X-ray color-color and hardness-intensity diagrams. For this purpose, we

have produced PN images in three adjacent energy bands: 0.5–1.5 keV, 1.5–3.0 keV, 3.0–10.0 keV (similar bands were used by Grindlay et al. 2001). From these images, we have computed the net exposure corrected source count rate. To produce meaningful diagrams we have considered only sources detected with more than 3 counts in each band. There are 71 sources fitting this criteria. Two sets of diagrams have been computed: one for the sources found within a region of radius equal to twice the half mass radius and one for the whole field of view. They are presented in Figs. 2 and 3.

3. Cross-correlation with a previous Chandra observation

The mean statistical error on the positions of the sources detected by XMM-Newton is of the order of $\sim 4''$ (see Tables 1 and 2). To get the final positional error, one must add quadratically, the systematic error on the pointing direction of the XMM-Newton satellite, which is about $4''$ (Jansen et al. 2001). This means that on average the position error will be around $6''$.

However, this can be improved by using the most accurate positions provided by Chandra. For this purpose, we have analyzed the publicly available Chandra observation. The Chandra observation took place on 2000 January 24–25, in imaging mode using the ACIS-I detector placed in the focus of the telescope. The observation was ≈ 70 kiloseconds long. These data have already been presented by Cool et al. (2002) and Rutledge et al. (2002).

We retrieved the data from the archives and used CIAO version 2.2.1 and CALDB version 2.12 to calibrate the event files (using the CIAO task *acis_process_events*). During the Chandra observation, the background was low and stable. We then filtered the events file for non astrophysical events using the ASCA grades 0, 2, 3, 4, 6, and for good time intervals using the provided GTI². We also rejected events with energies below 0.2 keV. We made a basic detection scheme, using the CIAO task *wavdetect*. As recommended in the CIAO detect manual, we used a conservative spurious detection threshold of 10^{-5} as input to *wavdetect*. As for XMM-Newton, sources were searched in the 0.5–5.0 keV range.

We found 129 sources within the ACIS-I field of view, to be compared to 146 in Cool et al. (2002) (Rutledge et al. 2002, used a sliding box algorithm and a very conservative detection threshold and reported 40 sources only). Even if we take into account a $1''$ systematic error in the attitude reconstruction of Chandra, the mean error on the source positions remains very small, typically $\sim 1.5''$.

The Chandra positions were then used to compute the astrometric correction for the XMM-Newton observation. We have selected three XMM-Newton sources (sources 2, 8, and 15, see Tables 1 and 2), properly spaced within the field of view, far away from CCD gaps and bad columns, and among the brightest sources (i.e. with a small statistical error on their position). These sources are also clearly detected by Chandra.

² This is the standard choice for filtering the data; see the Chandra Proposers Observatory Guide available from the Chandra web site for details.

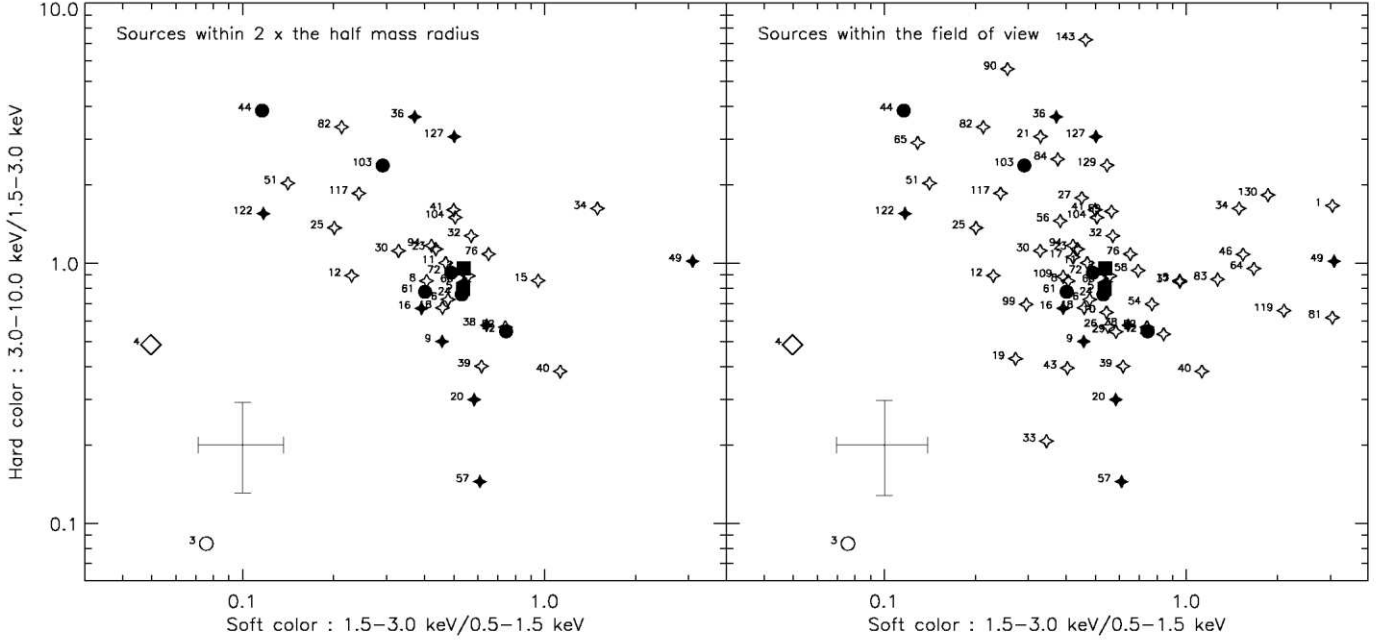


Fig. 2. The color-color diagram of the sources detected by the EPIC-PN camera within twice the half mass radius (left) and within the field of view (right). The star identified by Cool et al. (1995), the quiescent neutron star binary candidate and the two CV candidates are represented by an open circle, an open diamond, an open star and two filled squares respectively. Unknown sources are represented by a filled circle, a filled star and an open star if the source lies within the core radius, within the half mass radius, or outside the half mass radius respectively. A representative error bar is shown. Each source is labeled according to Tables 1 and 2.

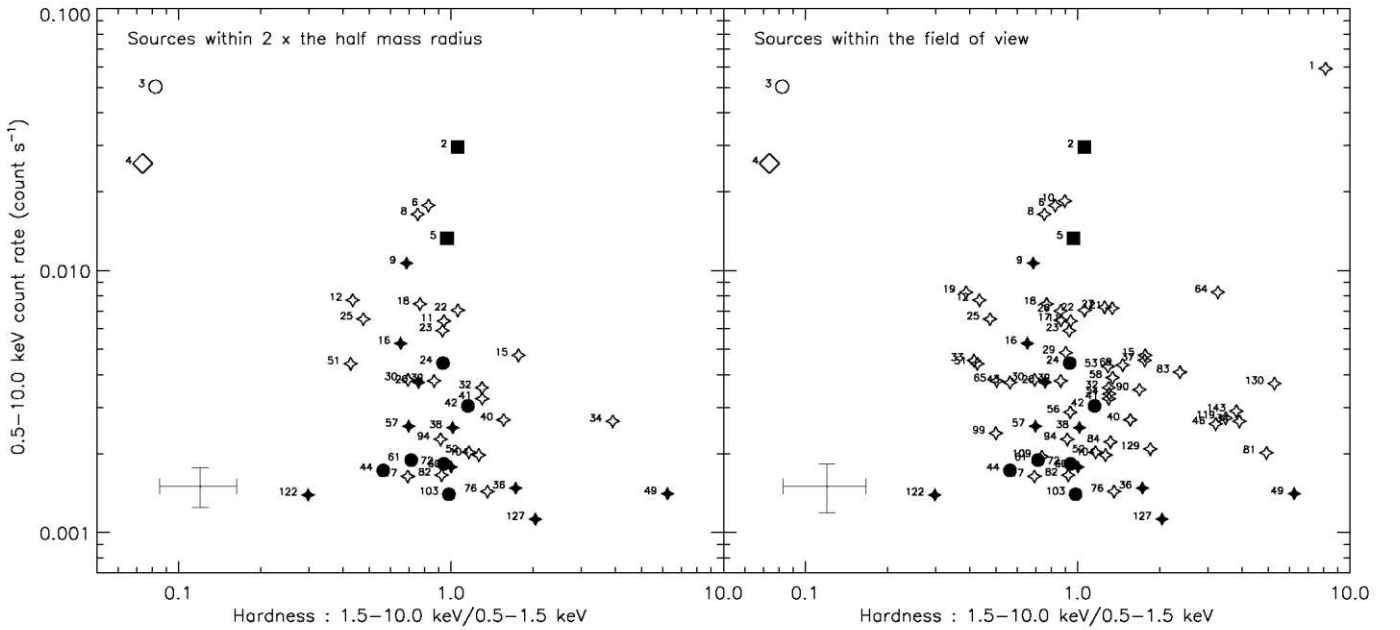


Fig. 3. The hardness-intensity diagram of the sources detected by the EPIC-PN camera within twice the half mass radius (left) and within the whole field of view (right). The symbols refer to the same objects as Fig. 2. Each source is labeled according to Tables 1 and 2. The intensity is corrected for the vignetting of the mirrors. A representative error bar (source 42) is shown.

The astrometric correction was then computed with the three reference positions provided by Chandra, using the *starast* Interactive Data Language tools of the *astrolib* library. The positions listed in Tables 1 and 2 reflect this correction.

With this correction applied, 11 and 27 sources are detected by XMM-Newton within the core and half mass radii. For

comparison, Chandra detected 22 and 46 sources within the same regions.

This correction further allows us to get rid of the systematic error and to cross-correlate the Chandra and XMM-Newton source positions. The positions of the Chandra sources found within the statistical error box of the XMM-Newton sources

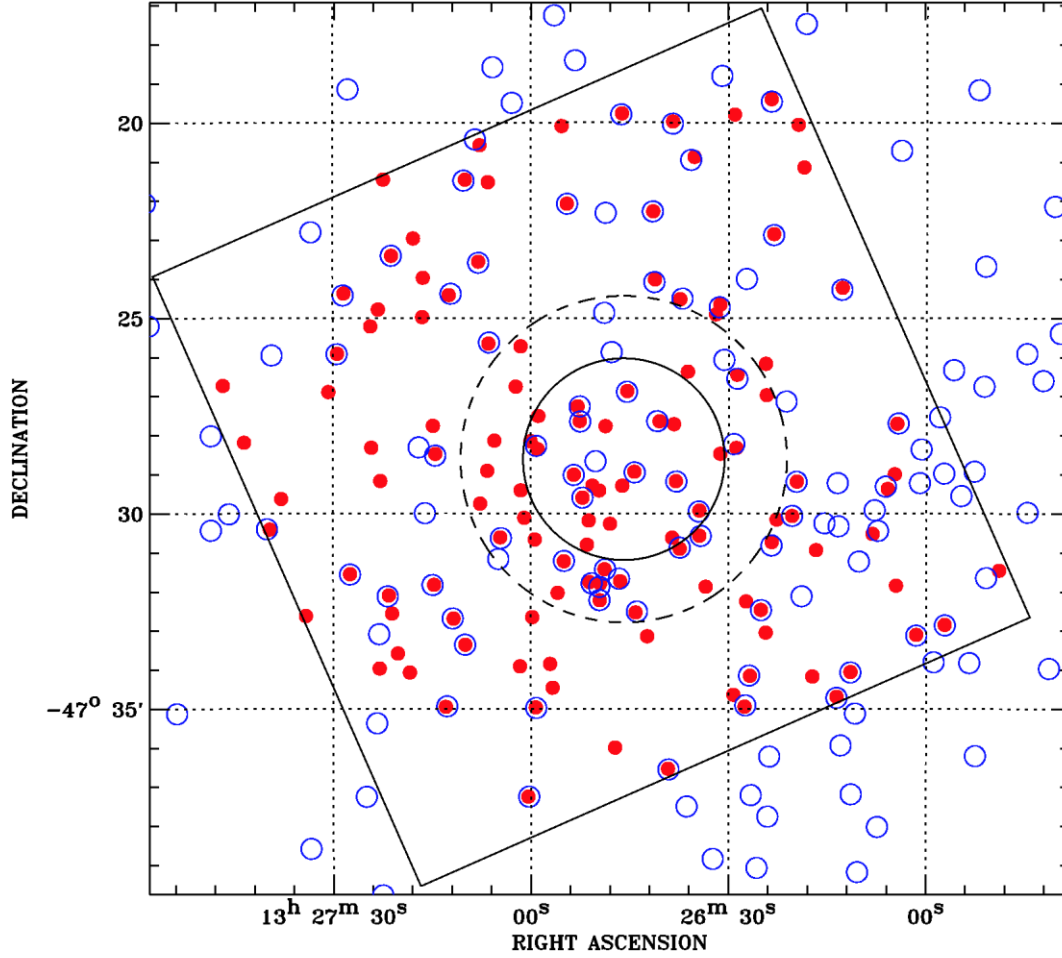


Fig. 4. The Chandra field of view (delimited by the square) overlaid with the XMM-Newton image. The blue open circles denote XMM-Newton sources and the red points indicate the Chandra sources. The sources detected both by XMM-Newton and Chandra appear as red points surrounded by a blue circle. The core and half mass radii are indicated with a solid and dashed line circle respectively.

are given in Table 3. Sixty three XMM-Newton sources have a Chandra counterpart. We present in Fig. 4 the Chandra field of view and sources overlaid with the XMM-Newton image.

It is beyond the scope of this paper to investigate the error box content of each XMM-Newton source, and we have focussed the present paper on sources for which a previous identification has been reported. Two EINSTEIN sources were detected by both XMM-Newton and Chandra (sources B and C), and due to its larger field of view, XMM-Newton also detected the EINSTEIN sources A and D (these ones were missed by Chandra). EINSTEIN sources A and D (XMM-Newton sources 3 and 7) are associated with foreground M dwarfs (Cool et al. 1995). The source EINSTEIN C was resolved into sources R9a and R9b in ROSAT (Verbunt & Johnston 2000). These two core sources which are detected as XMM-Newton sources 2 and 5 are the two CV candidates (Carson et al. 2000; Cool et al. 2002). The ROSAT source R20 (detected by Chandra and proposed to be a BY Dra system, Cool et al. 2002) is not detected by XMM-Newton. The proposed quiescent neutron star binary is detected as source 4 by XMM-Newton. Finally, the source identified by Verbunt & Johnston (2000) as HD116789 is detected as source 28 (see Table 3).

We have estimated the limiting count rate of the XMM-Newton observation as the count rate needed for a detection of a source placed at a mean off-axis angle of $7.5'$ which is half the radius of the EPIC-PN field of view. In the 0.5–5.0 keV band, the limiting count rate is 1.4×10^{-3} counts s^{-1} . For comparison the limiting count rate of a source on-axis is 1.0×10^{-3} counts s^{-1} . For Chandra, the limiting count rate estimated with the same method is 1.5×10^{-4} counts s^{-1} for an on-axis source and 1.6×10^{-4} counts s^{-1} for a source at $7.5'$.

The limiting count rates have been converted into limiting fluxes using two spectral models; a blackbody of 0.6 keV and a thermal Bremsstrahlung of 3 keV. This gives 3.8×10^{-15} ergs $s^{-1} cm^{-2}$ and 3.5×10^{-15} ergs $s^{-1} cm^{-2}$ respectively for XMM-Newton and 1.2×10^{-15} ergs $s^{-1} cm^{-2}$ and 1.3×10^{-15} ergs $s^{-1} cm^{-2}$ for Chandra. At the distance of 5.3 kpc, these fluxes translate to 0.5–5.0 keV bolometric luminosities of $\sim 1.3 \times 10^{31}$ ergs s^{-1} and $\sim 4.2 \times 10^{30}$ ergs s^{-1} for XMM-Newton and Chandra respectively for the blackbody model.

As said above XMM-Newton detected 146 sources, and 63 of them have a Chandra counterpart. Of the 83 remaining XMM-Newton sources, 55 were outside the field of view of

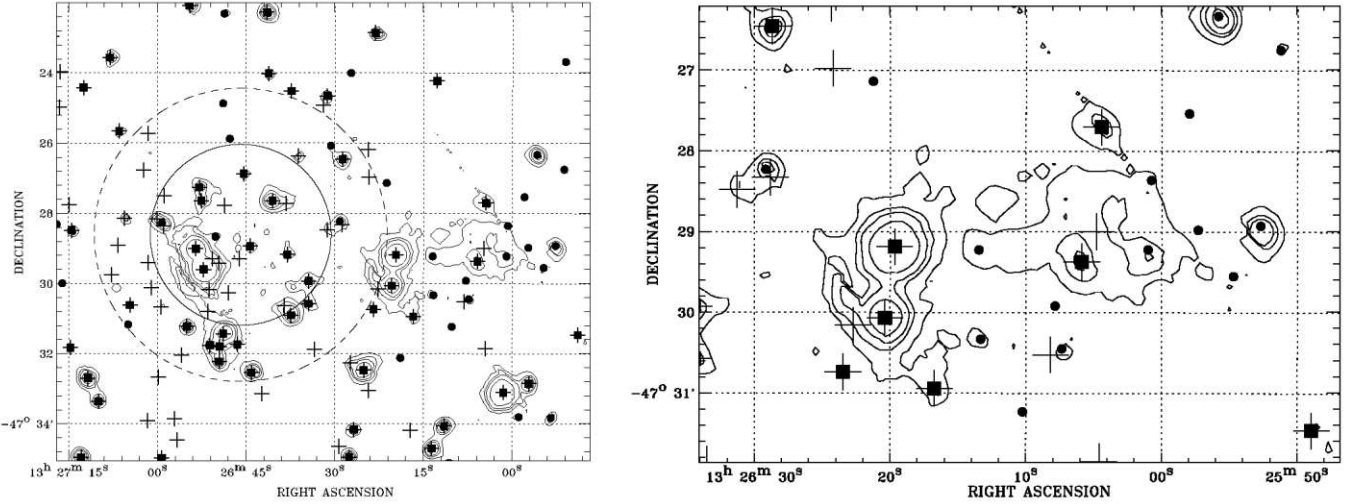


Fig. 5. The contour images of the extended emission. The image on the left provides an overview of the cluster region. The two large circles indicate the core radius (solid line circle) and the half mass radius (dashed line circle). The Chandra sources are indicated by crosses. The right image provides a zoom on the extended emission. The XMM-Newton sources are indicated by filled squares if the source is also detected by Chandra, or a filled circle otherwise. For both these images, the contour levels are 4.5, 5, 6, 7 and 8 σ levels.

Chandra. Of the remaining 28, 2 were missed by ACIS-I because of CCD gaps and noisy columns (one is in the core). This leaves a total of 26 sources detected by XMM-Newton and not detected by Chandra. We have reprocessed the Chandra data with a less conservative spurious detection threshold (10^{-4}) to search for fainter objects. The above number decreases from 26 to 23. Since the Chandra observations were more sensitive than the XMM-Newton one, one needs to investigate why 26 sources seen by XMM-Newton were not detected by Chandra. Part of the discrepancy resides in the presence of a region of extended emission.

4. Region of extended emission

Hartwick et al. (1982) found a region of extended emission in the EINSTEIN images. This region extended from the core to the west and the east of the cluster up to outside the half mass radius. However, ROSAT did not confirm the presence of such emission (Johnston et al. 1994). The XMM-Newton image presented in Fig. 5 with the Chandra sources shows that there is a region outside the half mass radius which contains 16 point sources superposed on a residual extended emission (on the right of the image). It is contained in a circle of $\approx 100''$ radius and centered at $\alpha = 13^h 26^m 05^s$, $\delta = -47^\circ 29' 21''$. It is also present, though with less significance in the Chandra image. A zoom on this region with the detected Chandra and XMM-Newton sources is shown in Fig. 5 (right). It shows that only 6 of the 16 XMM-Newton sources are also detected by Chandra. It is therefore likely that the 10 additional XMM-Newton sources may not be real point sources, but instead fluctuations of the extended emission which confused the detection algorithm. This and the origin of this emission will be discussed elsewhere. If we take out these 10 sources, there remains 16 XMM-Newton sources which would have been detected by Chandra; had their luminosity remained constant between the two observations. As we will show later, we have

found evidence for variable sources in other regions of the images, including the cluster core.

The extended emission region seen by EINSTEIN also included the core of the cluster. The core now contains many faint X-ray sources as shown in Fig. 5, and we have no evidence for any residual extended emission.

5. Search for short and long term time variability

5.1. Variable sources within the XMM-Newton observation

We have extracted the light curves of the 26 strongest X-ray sources within the EPIC-PN field of view. The bin time of the light curve was chosen to ensure a sufficient number of count within each bin (typically larger than ~ 20). The light curves were searched for variability using the *lstat* FTOOLS. Using a χ^2 test, we found that 4 sources have a probability of being constant of less than 0.1%. The light curves of these 4 objects are shown in Fig. 6. Only one lies in the core (source 24). The three others lie outside the half mass radius.

5.2. Variable sources between the Chandra and XMM-Newton observations

As shown above, all XMM-Newton sources should have been detected by Chandra, providing that their X-ray intensity had remained constant. In the core this is the case, as the only XMM-Newton source not detected by Chandra fell on an ACIS-I CCD gap. Within the half mass radius, 4 XMM-Newton sources were not detected by Chandra and must have therefore varied by at least a factor of ~ 3 –4.

We have converted the count rate of the Chandra sources to XMM-Newton count rates for comparison with our count rate detection threshold. We have found that 7 Chandra sources that lie within the half mass radius should have been detected by

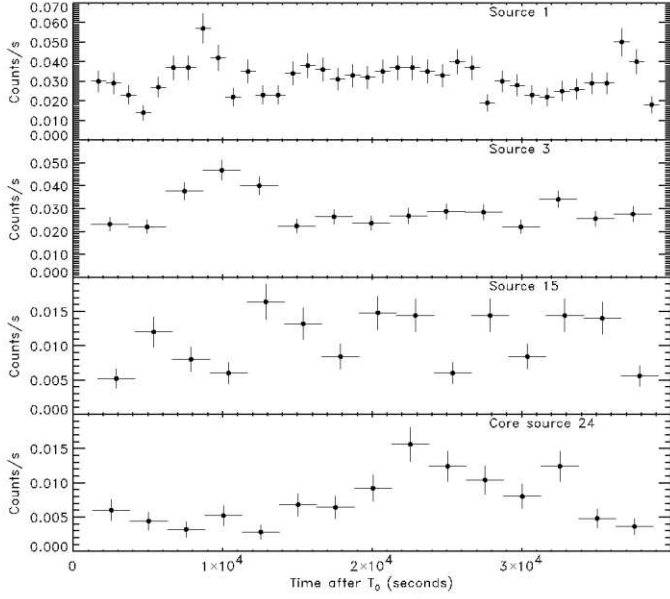


Fig. 6. The light curves of the four variable sources found within the field of view. Top The brightest object in the field (source 1). 2nd The star USNO-A2 0375-18249604 identified by Cool et al. (1995) (source 3). 3rd An object which is located within twice the half mass radius (source 15). 4th. The only core source which showed variability within the XMM-Newton observation (source 24).

Table 4. Sources for which a flux variation of a factor two or higher has been detected between the Chandra and XMM-Newton observations. The source list is declination sorted, as in Tables 1 and 2. The unabsorbed Chandra and XMM-Newton fluxes are computed from the detected count rates using a 0.6 keV blackbody spectral model and are given in units of 10^{-15} ergs s^{-1} cm^{-2} .

Source ID	XMM flux	Chandra flux	Half mass radius source
73	7.1	3.3	No
32	12.6	67.2	No
39	14.2	5.3	No
18	25.1	11.2	No
49	4.0	15.0	Yes
24	14.7	4.8	Yes
47	7.7	2.3	No
13	11.0	35.6	No
117	4.0	1.2	No
9	40.0	13.7	Yes
108	4.3	2.0	Yes
8	57.4	20.7	No
23	21.1	43.3	No

XMM-Newton and were not (this number rises to 20 if one considers the whole field of view). Finally, within the half mass radius there are 4 sources (13 in the whole field of view) detected by both Chandra and XMM-Newton but with different luminosities (a factor of two or higher variations). These sources are listed in Table 4. From this we conclude that 15 sources contained in the half mass radius have shown variability between the XMM-Newton and Chandra observations spaced by ~ 1.5 year.

5.3. Variable sources between the XMM-Newton and ROSAT observations

ω Cen was observed between August 1992 and January 1997 by ROSAT (Verbunt & Johnston 2000). The luminosity limit of the ROSAT observations was about 7×10^{31} ergs s^{-1} in the 0.5–2.5 keV range (Verbunt & Johnston 2000). We have computed the luminosity of the XMM-Newton sources in this same energy band. From this, we found that 1 source (source 13) should have been detected by ROSAT. Obviously, XMM-Newton which is more sensitive than ROSAT should have detected all ROSAT sources. This is not the case, as 1 ROSAT core source (source R20) is not present in the XMM-Newton image (it is however detected by Chandra).

6. Spectral analysis of the brightest objects

We have extracted spectra for the brightest sources; those with a total number of counts exceeding ~ 100 in the most sensitive EPIC-PN camera. There are 26 sources satisfying this criterion. In this paper, we limit the spectral analysis to the 16 sources lying within twice the half mass radius.

To accumulate spectra, we chose an extraction radius of $\approx 0.7'$, except when another source was closer than $1.5'$ (two extraction radii). We extracted the background using an adjacent area of the same surface, at the same off axis angle on the same CCD. We generated ancillary response files and redistribution matrix files with the SAS tasks *arfgen* and *rmfgen* of the 5.3.3 release.

Whenever possible, we binned the spectra to contain at least twenty net counts in each bin, in order to use χ^2 statistics. Otherwise we used the Cash statistics. For the spectra with the largest number of counts, we have left the interstellar column density as a free parameter of the fit. Note however that in all but one case, the fitted N_H is consistent within error bars with the value expected from the optical extinction in the direction of the cluster. We used XSPEC v11.1 (Arnaud 1996) to fit the spectra. The limited statistics does not allow us to use spectral models more sophisticated than thermal Bremsstrahlung, blackbody, and power law.

6.1. Sources within the core and the half mass radii

There are three sources in the core for which a spectrum can be extracted (sources 2, 5 and 24), two more between the core and half mass radii (sources 9 and 20) and the proposed quiescent neutron star binary which is just at the border of the half mass radius (source number 4).

The three core sources are the two proposed CV candidates (Carson et al. 2000) and source 24 which was found to be variable within the XMM-Newton observation (see Sect. 5 and Fig. 5). The best fit spectral results are listed in Table 5. For the two CV candidates, the spectra can be accurately fitted with a thermal Bremsstrahlung (or alternatively with power laws of index ~ 1.4). Such spectra are expected from such systems (Richman 1996). Thus our spectral observations reinforce the classification of these two objects as CVs. Their unfolded spectra are shown in Fig. 7. These are to date the highest

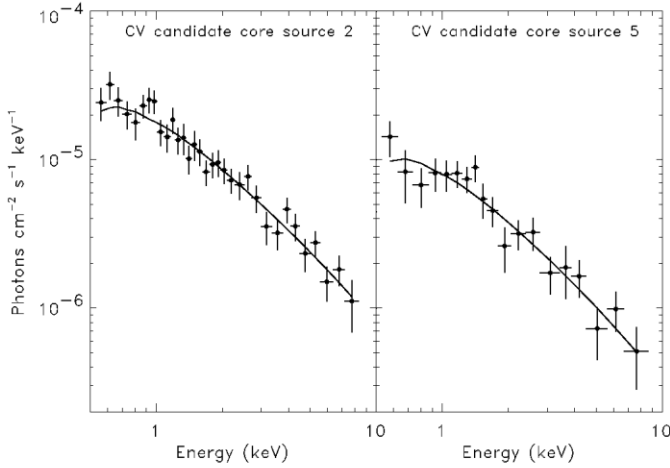


Fig. 7. The EPIC-PN unfolded spectra of the two CV candidates. These two sources are located within the core radius. These spectra are shown with a best thermal Bremsstrahlung fit. The spectra measured by XMM-Newton strengthen the CV classification for these two sources. These are to date the highest quality spectra of faint core globular cluster sources.

quality spectra ever measured from faint globular cluster X-ray sources.

For the third variable source, its spectrum is also consistent with a power law, but given the limited statistics it could be also fitted with a thermal bremsstrahlung. Despite the source faintness, we have searched for spectral variations within the observation. Two spectra were extracted, one during its steady state and another one during the flaring state. As can be seen in Table 5, the two spectra are consistent. Best fit results for the two additional sources found between the core and half mass radii are also listed in Table 5.

6.2. The quiescent neutron star binary

Rutledge et al. (2002) showed that the Chandra spectrum of the quiescent neutron star binary candidate can be fitted with a pure hydrogen neutron star atmosphere model (Pavlov et al. 1992; Zavlin et al. 1996). This source is also clearly detected in our observation, as the fourth brightest source in the field of view. Taking advantage of the better statistics of the XMM-Newton spectrum, we have also fitted its spectrum with the same neutron star atmosphere model. The parameters of the latter model are the temperature, the radius, the mass of the neutron star and its distance. The temperature and the radius were derived as measured by an observer at infinity. The best fit result with the mass of the neutron star and the source distance frozen are listed in Table 6. There is a remarkable consistency between the results reported in Rutledge et al. (2002) and ours, but thanks to the improved statistics the error bars on the fitted parameters are much smaller with the present data. We did not find any evidence for the presence of a power law tail. Assuming a power law with photon index of 2, an upper limit of 10% of the total flux (90% confidence limit) can be derived for such a power law tail. The 0.1–5.0 keV bolometric luminosity measured by XMM-Newton is consistent within error bars with the Chandra value. The unfolded combined EPIC-PN and

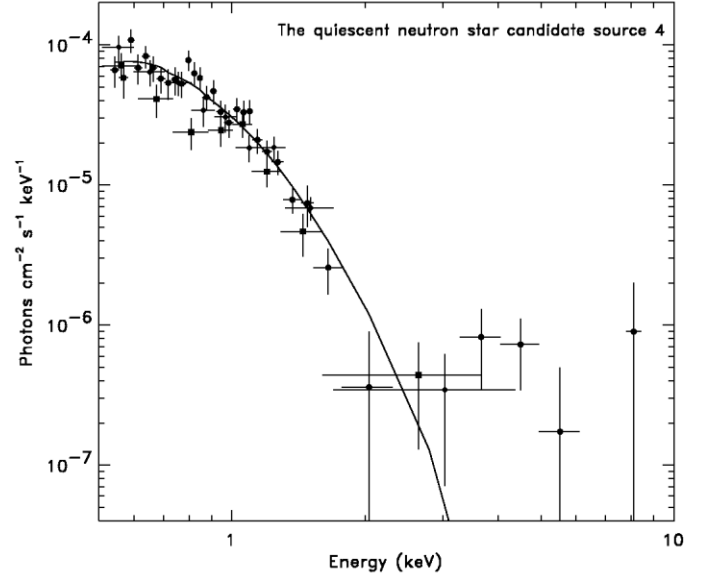


Fig. 8. The unfolded EPIC-MOS and EPIC-PN spectra of the quiescent neutron star binary candidate source 4. This spectrum is accurately fitted with a pure hydrogen neutron star atmosphere model. The filled squares, diamonds and circles refer to the MOS1, MOS2 and PN data respectively.

MOS spectrum is presented in Fig. 8. This is one of the best spectra of a quiescent neutron star binary obtained so far. Our observation thus strengthens the quiescent neutron star binary hypothesis for this object.

6.3. Notes on remaining sources within the field of view

In Fig. 9, we show the unfolded spectra of four more sources whose positions are between one and two half mass radii. All spectra are relatively hard, corresponding to colors in Fig. 3 similar to the colors measured from the CVs. Their luminosities, just around $\sim 10^{32}$ are also consistent with the CV hypothesis. Note however that some of them may also be background sources.

In addition, there are two other sources in the field of view which deserve some attention. The first one is the brightest object (it was detected by both Chandra and ROSAT, see Table 3). Its unfolded spectrum together with its best power law fit is presented in Fig. 10. The high N_H derived from the fit and its relatively large angular distance from the cluster center (about $8.5'$) calls into question its membership of ω Cen. However, its unusual properties (time variability and hard spectrum) make it an interesting target for follow-up investigations. There are no counterparts listed in the USNO A2.0 catalog within $2''$ of the Chandra position.

The second object is the third brightest object in the field (source 3). It has an M dwarf counterpart (USNO-A2 0375-18249604, Cool et al. 1995). Its spectrum is well fitted by a 2 temperature Raymond-Smith model (2T) expected from such a system (Singh et al. 1996). The best fit parameters of all these objects are also given in Table 5.

Table 6. Spectral fit parameters of the quiescent neutron star binary candidate source 4, using the spectra of the EPIC-PN and EPIC-MOS cameras. The model used was a pure hydrogen neutron star atmosphere model (Pavlov et al. 1992; Zavlin et al. 1996). Parameters between parenthesis were frozen during the fit. The errors are also given at the 90% confidence level. A mass of $1.4 M_{\odot}$ was assumed for the neutron star. The luminosities are given in units of 10^{32} ergs s^{-1} . Parameters obtained by Rutledge et al. (2002) are also listed.

Radius R_{∞} (km)	Temp. $T_{\text{eff},\infty}$ (eV)	Distance (kpc)	N_{H} (10^{20} cm $^{-2}$)	χ^2_{ν}	0.1–5.0 keV luminosity	Reference
14.3 ± 2.1	66^{+4}_{-5}	(5)	(9)	...	5 ± 2	Rutledge et al. (2002)
13.6 ± 0.3	67^{+2}_{-2}	(5.3)	9.0 ± 2.5	1.00	3.2 ± 0.2	This work

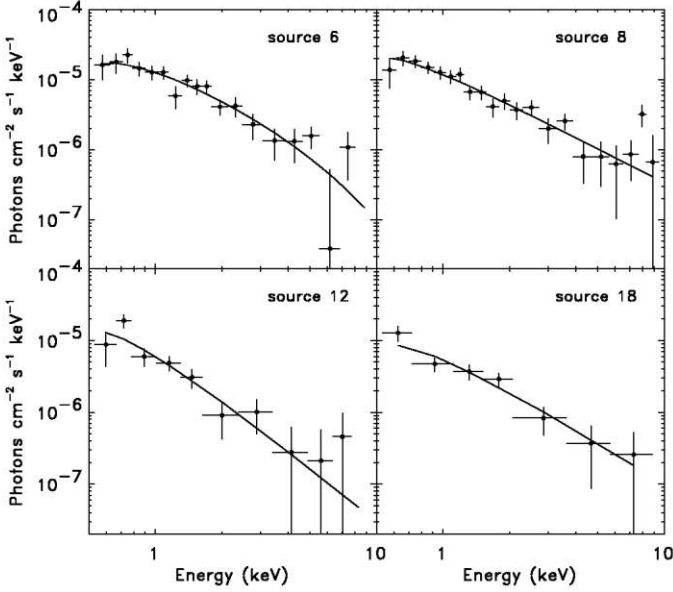


Fig. 9. The unfolded spectra of four of the brightest objects in the EPIC-PN field of view. These sources are located outside the half mass radius, but within twice this radius. The spectrum of source 6 is shown with a thermal Bremsstrahlung fit, whereas for the others their spectra are shown with a power law fit. The four spectra are relatively hard and are consistent with those observed from the two core CVs, both in shapes and luminosities.

7. Discussion

We have presented the first results of our deep XMM-Newton observation of the globular cluster ω Cen, emphasizing the general properties of the population of faint X-ray sources present in the cluster. We have detected 11 and 27 faint X-ray sources within the core and half-mass radii respectively. We have estimated that 4 ± 1 and 9 ± 2 of these objects could be unrelated background sources. Comparing the Chandra ACIS-I and XMM-Newton EPIC observations, we have found that 63 XMM-Newton sources have a Chandra counterpart. Fifteen sources that lie within the half mass radius have shown variability between the two observations. Intensity variations for several sources were also found within the XMM-Newton observation and between the XMM-Newton and previous ROSAT observations. We have also presented the first X-ray spectra of the brightest and peculiar objects in the field, in particular the proposed quiescent neutron star low mass X-ray binary for which the EPIC spectrum strengthens its classification. We have shown that the spectra of the two brightest core sources

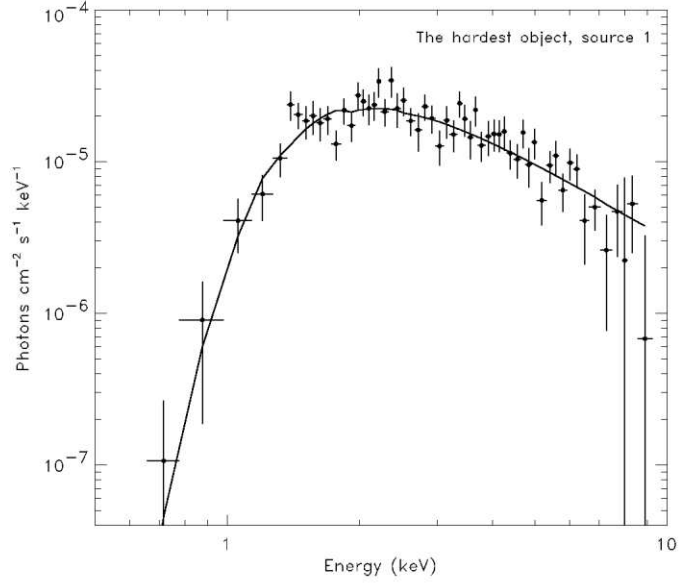


Fig. 10. The unfolded spectrum of the brightest object within the field of view. This source is very absorbed. Its spectrum is presented with a power law fit. It is presently unidentified, but clearly deserves some follow-up investigations.

strongly support the proposal that they are CVs. We have found objects with similar spectra in the cluster. In the following, we briefly discuss what appears to be the main implications of our observation.

First of all, what is striking from our data is the excess of sources located in the vicinity of the cluster (just outside the half mass radius). This has already been noted by Cool et al. (2002) and Verbunt (2002a). For instance between 1 and 2 half-mass radii, there is an excess of ~ 25 sources, over the expected number of background sources. Obviously, some of them may be foreground stars. However, some may also belong to the cluster, and may have already been found as active binaries (RS CVn). Two of the OGLEGC sources located at relatively large off-axis (more than 2.5 core radii) were detected by Chandra (OGLEGC15 and OGLEGC22, Cool et al. 2002). Another one (OGLEGC30) has a position coincident with our XMM-Newton source 29. All are proposed to be RS CVn stars (Kaluzny et al. 1996; Kaluzny et al. 2002). Their X-ray luminosity is not atypical of such systems $\sim 1-3 \times 10^{31}$ ergs s^{-1} , though on the bright end of their luminosity distribution (Dempsey et al. 1997).

Due to mass segregation effects, binaries which are more massive than lonely stars are expected to lie close to cluster

center (e.g. Meylan & Heggie 1997). In ω Cen the mass segregation is very low, and that might explain the large population of binaries outside the core (e.g. Verbunt & Johnston 2000). Some of these binaries might also have been ejected outside the cluster through three-body interactions (an encounter of a binary with a single star). Another possibility could be that the potential well of the cluster was recently disrupted by the accretion of a discrete component of another stellar system. The recent discovery of a metal-rich stellar population in the cluster (Pancino et al. 2000) with a coherent bulk motion with respect to the other stars (Ferraro et al. 2002) was explained by the accretion of an independent stellar system by ω Cen. The presence of faint X-ray sources in the vicinity of ω Cen might thus be a consequence of an unusual dynamical evolution of the cluster.

The second most striking feature of our data is the lack of soft X-ray sources and the large number of sources showing long term variability. In Figs. 2 and 3, there is an obvious clustering of sources around the two previously identified CVs (which are spectrally hard). There are only two sources in the soft area: the star identified by Cool et al. (1995) and the proposed quiescent neutron star binary (note that these two objects are also among the brightest, see Fig. 3). The sources clustering below the two CV candidates (sources 2 and 5, represented by two filled squares) in the hardness intensity plot (see Fig. 3) have luminosities in the range 2×10^{31} to 6×10^{32} ergs s⁻¹. The spectra of four of these objects are shown in Fig. 8. Similar spectra and luminosities are observed from disk and globular cluster CVs (e.g. Pooley et al. 2002a). CVs are well known to be variable, and might thus account for some of the variable sources present in the cluster (note that one core CV, source 5, showed variability by a factor of ~ 1.7 between the XMM-Newton and Chandra observations).

However, we note that one of the proposed RS CVns (OGLEC30, Kaluzny et al. 1996, the counterpart of the XMM-Newton source 29) has colors similar to the two CVs (the statistic was unfortunately too poor to fit its spectrum). This source was not detected by Chandra and must have varied by at least a factor of ~ 3 – 4 between the two observations. The two OGLEC sources (RS CVn candidates) detected by Chandra were not detected by XMM-Newton: the Chandra luminosity of OGLEC 15 was below the XMM-Newton sensitivity threshold, on the other hand OGLEC 22 should have been detected. Another example of variability is given by the ROSAT source R20, associated with a BY Dra (Cool et al. 2002). This source was detected by Chandra but not by XMM-Newton. These objects are variable, and will be preferentially detected during flaring outbursts, due to their low quiescent X-ray luminosities. The large number of variable sources in ω Cen (15 within the half mass radius between the Chandra and XMM-Newton observations) is also suggestive of a large population of RS CVns (including BY Dra) in the cluster. During snapshot X-ray observations, only a fraction could be seen. These sources could account for the population of the lower luminosity ($\sim 10^{31}$ ergs s⁻¹) sources found in ω Cen.

Some of the faint and persistent sources of the hardness-intensity diagram (~ 10 , see Fig. 3) have colors consistent with power law like spectra, with indices of the order of ~ 2 . Such

power laws could result from magnetospheric emission of millisecond pulsars (Becker & Trümper 1998; Webb et al. 2002b). However, these sources are unlikely to be millisecond pulsars, because no such radio pulsars are presently known in the cluster (Freire 2002). Furthermore, Grindlay et al. (2002) have recently shown that the emission of the millisecond pulsars detected in 47 Tuc is dominated by the thermal emission from the polar caps of the neutron star. Such emission is much softer than the magnetospheric emission. These sources with soft thermal X-ray emission should lie in Fig. 3 between vertical lines passing through the two CV candidates and the quiescent neutron star binary. There are no sources in that region. Our observation would thus support the idea that ω Cen lacks millisecond pulsars. Obviously the difficulties in retaining neutron stars in a globular cluster and the low collision frequency of ω Cen could provide an explanation (see e.g. Pfahl et al. 2002; Verbunt 2002a).

In the disk, quiescent neutron star binaries have luminosities in the range 10^{32} – 10^{33} erg s⁻¹ (Narayan et al. 2002). Furthermore, they all have extremely soft X-ray spectra (Rutledge et al. 2000). In our observation, there is one single object with these characteristics. If globular cluster quiescent neutron star binaries behave similarly to those in the disk, then our observation should provide a complete census of the content of such objects in ω Cen (a similar conclusion was derived by Rutledge et al. 2002, from the Chandra observations). Some of these objects have also been found in other clusters (Edmonds 2002; Grindlay et al. 2001; Pooley et al. 2002b). In globular clusters, these systems are certainly formed from a close encounter between a neutron star with a single star or with a binary (see Verbunt 2002b, for a recent review). The presence of one such system in ω Cen is consistent with its lower collision frequency compared to other clusters (Verbunt 2002b). The presence of this object far away from the core remains somewhat puzzling in that regard. It might have been ejected from the core during a three-body interaction (Verbunt 2002b). The presence of a single candidate quiescent neutron star binary together with the apparent lack of millisecond pulsars in the cluster makes ω Cen clearly different from clusters like 47 Tuc in which a large population of binaries with neutron star primaries are being discovered (e.g. Grindlay et al. 2001; Camilo et al. 2000). This difference, if confirmed, should help us in understanding how neutron stars form and evolve in globular clusters.

Finally, some of the faint sources could be quiescent black hole binaries (one black hole may have just been discovered in the globular cluster M15, and some are being found in globular clusters in other galaxies, Gerssen et al. 2002; Verbunt 2002b). Most quiescent black hole binaries within the galactic disk have been observed with luminosities of $\sim 10^{31}$ erg s⁻¹ (Kong et al. 2002; Hameury et al. 2003). Their spectra are well fitted with power laws, with spectral indices of 1.5–2 (Kong et al. 2002). Such spectra correspond to hardness ratios in the range 0.4–0.9 in Fig. 3. About 10 objects have colors and luminosities consistent with a quiescent black hole binary nature. This hypothesis is however poorly constrained from our X-ray observations alone, as many faint sources could be background active galactic nuclei.

8. Conclusions

The main results of our XMM-Newton observation are that in Omega Cen the binaries do not seem to be confined to the core or even within the half mass radius, as previously thought, and that the majority of the faint X-ray sources may be CVs, RS CVn or BY Dra binaries. Obviously, the small number of identifications currently available prevents us from reaching definite conclusions. The spectral and timing information provided by XMM-Newton, together with the accurate positions provided by Chandra for a wide sample of faint X-ray sources should encourage follow-up investigations at other wavelengths (optical, UV, radio). In particular, these observations should tell us whether those sources found well outside the core of ω Cen really belong to the cluster. More identifications are also required before reliable comparisons between ω Cen and other clusters with different structural parameters can be drawn. Such comparisons are critical to a better understanding of the dynamical evolution of globular clusters in general.

Acknowledgements. The authors would like to thank A. Cool and F. Verbunt for helpful discussions and the referee, H. Johnston for valuable comments. We would also like to thank M. Watson and P. Marty for their help during the analysis of the extended emission region, V. E. Zavlin for providing us with the pure H neutron star atmosphere model, and G. Hasinger for discussions about the interpretation of the Lockman Hole results. Finally, we are grateful to G. Lamer and J. Tedds for help with the astrometric correction.

References

- Arnaud, K. A. 1996, in *Astronomical Data Analysis Software and Systems V*, ed. G. Jacoby, & J. Barnes, ASP Conf. Ser., 101, 17
- Bailyn, C. D., & Grindlay, J. E. 1990, *ApJ*, 353, 159
- Becker, W., & Trümper, J. 1998, *A&A*, 341, 803
- Camilo, F., Lorimer, D. R., Freire, P., Lyne, A. G., & Manchester, R. N. 2000, *ApJ*, 535, 975
- Carson, J. E., Cool, A. M., & Grindlay, J. E. 2000, *ApJ*, 532, 461
- Cool, A. M., Grindlay, J. E., Bailyn, C. D., Callanan, P. J., & Hertz, P. 1995, *ApJ*, 438, 719
- Cool, A. M., Haggard, D., & Carlin, J. L. 2002, in ω Centauri: a unique window into astrophysics, ed. F. van Leeuwen, J. Hughes, & G. Piotto (San Francisco: Astronomical Society of the Pacific), ASP Conf. Ser., 265, 277
- Davies, M. B., & Benz, W. 1995, *MNRAS*, 276, 876
- Dempsey, R. C., Linsky, J. L., Fleming, T. A., & Schmitt, J. H. M. M. 1997, *ApJ*, 478, 325
- Di Stephano, R., & Rappaport, S. 1992, *ApJ*, 396, 587
- Di Stephano, R., & Rappaport, S. 1994, *ApJ*, 423, 274
- Djorgovski, S. G. 1993, in *PASP50: Structure and Dynamics of Globular Clusters*, ed. S. G. Djorgovski, & G. Meylan (San Francisco: Astronomical Society of the Pacific), 373
- Edmonds, P. D. 2002, to appear in ASP Conf. Ser., *New Horizons in globular cluster astronomy*, ed. G. Piotto, G. Meylan, G. Djorgovski, & M. Riello [astro-ph/0210521]
- Elson, R., Hut, P., & Inagaki, S. 1987, *ARA&A*, 25, 565
- Ferraro, F. R., Bellazzini, M., & Pancino, E. 2002, *ApJ*, 573, 95
- Freire, P. 2002, <http://www.naic.edu/~pfreire/GCpsr.html>
- Gerssen, J., van der Marel, R. P., Gebhardt, K., et al. 2002 *ApJ*, in press [astro-ph/0209315]
- Grindlay, J. E. 1987, in *The origin and evolution of neutron stars* (Dordrecht: Kluwer), IAU Symp., 125, 173
- Grindlay, J. E., Heinke, C., Edmonds, P. D., & Murray, S. S. 2001, *Sci.*, 292, 2290
- Grindlay, J. E., Camilo, F., Heinke, C., et al. 2002, *ApJ*, in press
- Hameury, J. M., Barret, D., Lasota, J. E., et al. 2003, *A&A*, 399, 631
- Hartwick, F. D. A., Cowley, A. P., & Grindlay, J. E. 1982, *ApJ*, 254, L11
- Harris, W. E. 1996, *AJ*, 112, 1487
- Hasinger, G., Altieri, B., Arnaud, M., et al. 2001, *A&A*, 365, L45
- Hertz, P., & Grindlay, J. E. 1983, *ApJ*, 275, 105
- Hut, P. 1983, *ApJ*, 272, L29
- Hut, P., McMillan, S., Goodman, J., et al. 1992, *PASP*, 104, 981
- Jansen, F., Lumb, D., Altieri, B., et al. 2001, *A&A*, 365, L1
- Johnston, H. M., Verbunt, F., & Hasinger, G. 1994, *A&A*, 289, 763
- Kaluzny, J., Kubiak, M., Szymanski, M., et al. 1996, *A&AS*, 120, 139
- Kaluzny, J., Thompson, I., Krzeminski, W., et al. 2002, in ω Centauri: a unique window into astrophysics, ed. F. van Leeuwen, J. Hughes & G. Piotto, ASP Conf. Ser., 265, 155 (San Francisco: Astronomical Society of the Pacific)
- Kong, A. K. H., McClintock, J. E., Garcia, M. R., Murray, S. S., & Barret, D. 2002, *ApJ*, 570, 277
- Meylan, G., Mayor, M., Duquenois, A., & Dubath, P. 1995, *A&A*, 303, 761
- Meylan, G., & Heggie, D. C. 1997, *A&ARv*, 8, 1
- Narayan, R., Garcia, M. R., & McClintock, J. E. 2002, in *Proc. IX Marcel Grossmann Meeting*, ed. V. Gurzadyan, R. Jantzen, & R. Ruffini (Singapore: World Scientific), in press [astro-ph/0107387]
- Pancino, E., Ferraro, F. R., Piotto, G., & Zoccali, M. 2000, *ApJ*, 534, L83
- Pavlov, G. G., Shibano, Y. A., & Zavlin, V. E. 1992, *MNRAS*, 253, 193
- Pfahl, E., Rappaport, S., & Podsiadlowski, P. 2002, *ApJ*, 573, 283
- Pooley, D., Lewin, W. H. G., Homer, L., et al. 2002a, *ApJ*, 569, 405
- Pooley, D., Lewin, W. H. G., Homer, L., et al. 2002b, *ApJ*, 573, 184
- Predehl, P., & Schmitt, J. H. M. M. 1995, *A&A*, 293, 889
- Pryor, C., & Meylan, G. 1993, in *PASP50: Structure and Dynamics of Globular Clusters*, ed. S. G. Djorgovski, & G. Meylan (San Francisco: Astronomical Society of the Pacific), 357
- Richman, H. R. 1996, *ApJ*, 462, 404
- Rutledge, R. E., Bildsten, L., Brown, E. F., Pavlov, G. G., & Zavlin, V. E. 2002, *ApJ*, 529, 985
- Rutledge, R. E., Bildsten, L., Brown, E. F., Pavlov, G. G., & Zavlin, V. E. 2002, *ApJ*, 578, 405
- Singh, K., Drake, S., & White, N. 1996, *AJ*, 111, 2415
- Strüder, L., Briel, U., Dennerl, K., et al. 2001, *A&A*, 365, L18
- Thompson, I. B., Kaluzny, J., Pych, W., et al. 2001, *AJ*, 121, 3089
- Turner, M. J. L., Abbey, A., Arnaud, M., et al. 2001, *A&A*, 365, L27
- Verbunt, F., & Johnston, H. M. 2000, *A&A*, 358, 910
- Verbunt, F. 2001, *A&A*, 368, 137
- Verbunt, F. 2002a, in ω Centauri: a unique window into astrophysics, ed. F. van Leeuwen, J. Hughes, & G. Piotto (San Francisco: Astronomical Society of the Pacific), ASP Conf. Ser., 265, 289
- Verbunt, F. 2002b, to appear in ASP Conf. Ser., *New Horizons in globular cluster astronomy*, ed. G. Piotto, G. Meylan, G. Djorgovski, & M. Riello [astro-ph/0210057]
- Webb, N. A., Gendre, B., & Barret, D. 2002a, *A&A*, 381, 481
- Webb, N. A., Olive, J. F., Barret, D., & Gavignaud, I. 2002b, proceeding of the conference *New Visions of the X-ray universe in the XMM-Newton and Chandra era*
- Zavlin, V. E., Pavlov, G. G., & Shibano, Y. A. 1996, *A&A*, 315, 141

Table 1. XMM-Newton sources detected within the half mass radius. A flag indicates whether the source belongs to the core. Most sources were detected by the most sensitive EPIC-PN camera (a flag indicates whether it is detected also by MOS1 and MOS2). The ones which were missed by EPIC-PN are labeled as MOS in that table. The source ID increases with decreasing maximum likelihood. The sources are sorted in declination. The statistical error on the position is given at the 90% confidence level, as estimated from the *srcmatch* task, and is given in arcseconds. For PN sources, the rates are from the PN data. For MOS sources, the rates are an average between the MOS1 and MOS2 cameras. All rates are corrected for the vignetting of the mirrors and are given in units of 10^{-2} count s^{-1} . In EPIC-PN, for indications a count rate of 10^{-2} counts s^{-1} corresponds to an unabsorbed flux of $\sim 2.7 \times 10^{-14}$ ergs s^{-1} cm^{-2} for a 0.6 keV blackbody model absorbed through the cluster N_H (8.4×10^{20} cm^{-2}). This flux translates to a luminosity of $\sim 10^{32}$ ergs s^{-1} at the distance of ω Cen (5.3 kpc).

Instrument	Source ID	RA h m s	Dec ° ' "	Position Error (")	Rate	MOS1 detection	MOS2 detection	Core source
PN	122	13: 26: 48.9	-47: 24: 52.2	7.32	0.13 ± 0.03	No	No	No
PN	80	13: 26: 30.7	-47: 26: 04.4	4.76	0.14 ± 0.03	Yes	No	No
PN	49	13: 26: 28.7	-47: 26: 33.3	5.28	0.15 ± 0.03	No	Yes	No
PN	103	13: 26: 45.4	-47: 26: 53.6	4.92	0.15 ± 0.03	No	No	Yes
PN	44	13: 26: 52.6	-47: 27: 15.9	3.89	0.25 ± 0.04	Yes	Yes	Yes
PN	24	13: 26: 40.8	-47: 27: 38.6	2.35	0.54 ± 0.05	Yes	Yes	Yes
PN	61	13: 26: 52.5	-47: 27: 39.1	4.08	0.18 ± 0.03	Yes	Yes	Yes
PN	42	13: 26: 59.2	-47: 28: 16.5	4.41	0.35 ± 0.04	Yes	Yes	Yes
PN	111	13: 26: 50.2	-47: 28: 40.1	4.47	0.14 ± 0.03	No	No	Yes
PN	92	13: 26: 44.3	-47: 28: 57.4	4.89	0.17 ± 0.03	No	No	Yes
PN	5	13: 26: 53.5	-47: 29: 01.3	1.17	1.74 ± 0.08	Yes	Yes	Yes
PN	101	13: 26: 37.9	-47: 29: 11.3	5.06	0.16 ± 0.03	No	No	Yes
PN	2	13: 26: 52.2	-47: 29: 36.1	0.74	3.56 ± 0.11	Yes	Yes	Yes
PN	72	13: 26: 34.5	-47: 29: 57.3	3.84	0.25 ± 0.04	No	No	Yes
PN	60	13: 26: 34.2	-47: 30: 34.7	4.08	0.25 ± 0.04	Yes	No	No
PN	127	13: 27: 04.5	-47: 30: 38.2	5.43	0.12 ± 0.03	No	No	No
PN	20	13: 26: 37.4	-47: 30: 52.9	2.32	0.53 ± 0.05	Yes	Yes	No
PN	88	13: 27: 04.9	-47: 31: 10.2	6.88	0.13 ± 0.03	Yes	No	No
PN	38	13: 26: 55.0	-47: 31: 13.2	3.73	0.29 ± 0.04	Yes	Yes	No
PN	9	13: 26: 48.7	-47: 31: 26.2	1.72	1.46 ± 0.10	Yes	Yes	No
PN	108	13: 26: 46.6	-47: 31: 40.5	5.79	0.16 ± 0.03	No	No	No
PN	36	13: 26: 50.8	-47: 31: 47.5	3.91	0.33 ± 0.04	Yes	Yes	No
PN	35	13: 26: 49.6	-47: 31: 53.2	7.26	0.17 ± 0.03	Yes	Yes	No
PN	57	13: 26: 49.6	-47: 32: 13.4	2.95	0.35 ± 0.05	No	No	No
PN	16	13: 26: 43.9	-47: 32: 31.0	2.71	0.68 ± 0.07	Yes	Yes	No
MOS	96	13: 26: 47.7	-47: 25: 52.6	4.71	0.05 ± 0.02	Yes	Yes	No
MOS	50	13: 26: 29.2	-47: 28: 13.8	2.99	0.13 ± 0.02	Yes	Yes	No

Table 2. XMM-Newton sources detected outside the half mass radius. As in Table 1 most sources were detected by the most sensitive EPIC-PN camera (a flag indicates whether it is detected also by MOS1 and MOS2). The ones which were missed by EPIC-PN are labeled as MOS in that table. The source ID increases with decreasing maximum likelihood. The sources are sorted in declination. The statistical error on the position is given at the 90% confidence level, as estimated from the *srcmatch* task and is given in arcseconds. For PN sources, the rates are from the PN data. For MOS sources, the rates are an average between the MOS1 and MOS2 cameras. All rates are corrected for the vignetting of the mirrors and are given in units of 10^{-2} count s^{-1} . In EPIC-PN, for indications a count rate of 10^{-2} counts s^{-1} corresponds to an unabsorbed flux of $\sim 2.7 \times 10^{-14}$ ergs $s^{-1} cm^{-2}$ for a 0.6 keV blackbody model absorbed through the cluster N_H ($8.4 \times 10^{20} cm^{-2}$). This flux translates to a luminosity of $\sim 10^{32}$ ergs s^{-1} at the distance of ω Cen (5.3 kpc).

Instrument	Source ID	RA h m s	Dec ° ' "	Position Error (")	Rate	MOS1 detection	MOS2 detection
PN	119	13: 26: 37.8	-47: 16: 00.8	7.59	0.31 ± 0.06	No	No
PN	54	13: 26: 56.4	-47: 17: 15.4	3.77	0.53 ± 0.07	No	Yes
PN	65	13: 26: 18.3	-47: 17: 28.6	5.31	0.43 ± 0.07	Yes	Yes
PN	29	13: 26: 53.3	-47: 18: 24.4	3.60	0.63 ± 0.07	Yes	Yes
PN	97	13: 27: 05.8	-47: 18: 35.1	5.02	0.30 ± 0.05	No	No
PN	132	13: 26: 31.0	-47: 18: 48.5	26.59	0.21 ± 0.05	No	No
PN	3	13: 27: 27.7	-47: 19: 08.8	0.83	7.39 ± 0.24	Yes	Yes
PN	17	13: 26: 23.5	-47: 19: 27.9	3.00	0.89 ± 0.08	Yes	Yes
PN	56	13: 27: 02.8	-47: 19: 29.9	5.59	0.38 ± 0.06	Yes	Yes
PN	28	13: 26: 46.3	-47: 19: 47.4	2.64	0.80 ± 0.07	Yes	Yes
PN	31	13: 26: 38.5	-47: 20: 01.7	2.43	0.66 ± 0.07	Yes	Yes
PN	95	13: 27: 08.4	-47: 20: 25.9	7.41	0.16 ± 0.04	Yes	No
PN	43	13: 26: 03.8	-47: 20: 42.9	3.86	0.54 ± 0.07	Yes	Yes
PN	73	13: 26: 35.7	-47: 20: 57.4	9.14	0.26 ± 0.05	No	Yes
PN	68	13: 27: 10.2	-47: 21: 29.2	4.06	0.31 ± 0.05	Yes	No
PN	145	13: 28: 08.7	-47: 21: 36.8	48.16	0.54 ± 0.09	No	No
PN	133	13: 27: 58.4	-47: 22: 03.6	24.29	0.30 ± 0.06	No	No
PN	32	13: 26: 54.5	-47: 22: 04.7	2.73	0.46 ± 0.06	Yes	Yes
PN	15	13: 26: 41.5	-47: 22: 16.5	2.34	0.66 ± 0.06	Yes	Yes
PN	77	13: 26: 48.6	-47: 22: 18.7	4.95	0.15 ± 0.03	No	Yes
PN	129	13: 27: 33.3	-47: 22: 48.1	6.29	0.18 ± 0.04	No	No
PN	39	13: 26: 23.2	-47: 22: 52.7	2.70	0.52 ± 0.06	Yes	No
PN	70	13: 28: 01.9	-47: 23: 16.5	4.68	0.68 ± 0.09	No	No
PN	18	13: 27: 21.2	-47: 23: 24.4	1.92	0.92 ± 0.08	Yes	Yes
PN	41	13: 27: 07.9	-47: 23: 35.3	3.28	0.42 ± 0.05	Yes	Yes
PN	99	13: 25: 51.0	-47: 23: 40.6	5.60	0.33 ± 0.06	No	No
PN	118	13: 26: 27.3	-47: 24: 00.2	17.34	0.20 ± 0.04	No	No
PN	67	13: 26: 41.3	-47: 24: 05.0	6.67	0.17 ± 0.03	Yes	Yes
PN	79	13: 26: 12.8	-47: 24: 16.6	5.92	0.19 ± 0.04	No	Yes
PN	110	13: 27: 12.1	-47: 24: 22.9	5.66	0.17 ± 0.04	No	No
PN	94	13: 27: 28.5	-47: 24: 25.2	4.86	0.23 ± 0.04	No	No
PN	126	13: 26: 37.0	-47: 24: 30.5	6.26	0.12 ± 0.03	No	No
PN	59	13: 26: 31.4	-47: 24: 43.6	5.14	0.24 ± 0.04	Yes	Yes
PN	86	13: 27: 57.9	-47: 25: 12.0	6.47	0.29 ± 0.06	No	Yes
PN	75	13: 25: 39.7	-47: 25: 23.4	6.02	0.35 ± 0.06	No	Yes
PN	82	13: 27: 06.3	-47: 25: 37.8	7.52	0.17 ± 0.03	No	Yes
PN	106	13: 25: 44.8	-47: 25: 54.7	7.58	0.31 ± 0.06	No	No
PN	6	13: 27: 29.4	-47: 25: 55.4	1.18	2.35 ± 0.11	Yes	Yes
PN	146	13: 27: 39.3	-47: 25: 57.1	7.76	0.15 ± 0.04	No	No
PN	144	13: 27: 59.4	-47: 26: 09.5	7.58	0.22 ± 0.05	No	No
PN	26	13: 25: 55.9	-47: 26: 19.6	2.53	0.85 ± 0.08	Yes	Yes
PN	131	13: 25: 42.3	-47: 26: 36.1	9.30	0.25 ± 0.05	No	No
PN	105	13: 25: 51.3	-47: 26: 44.9	5.92	0.26 ± 0.05	No	No
PN	115	13: 26: 21.3	-47: 27: 08.2	4.93	0.14 ± 0.03	No	No
PN	138	13: 25: 58.0	-47: 27: 32.0	6.95	0.16 ± 0.04	No	No
PN	135	13: 25: 32.6	-47: 27: 37.8	8.22	0.25 ± 0.06	No	No
PN	76	13: 26: 04.2	-47: 27: 41.6	7.24	0.15 ± 0.04	No	Yes
PN	140	13: 27: 48.5	-47: 28: 01.0	47.60	0.20 ± 0.04	No	No
PN	102	13: 27: 17.0	-47: 28: 18.7	5.41	0.12 ± 0.03	Yes	No
PN	136	13: 26: 00.8	-47: 28: 21.5	10.83	0.17 ± 0.04	No	No

Table 2. Continued

Instrument	Source ID	RA h m s	Dec ° ' "	Position Error (")	Rate	MOS1 detection	MOS2 detection
PN	47	13: 27: 14.5	-47: 28: 31.3	4.40	0.28 ± 0.04	Yes	Yes
PN	33	13: 25: 52.7	-47: 28: 55.4	3.11	0.71 ± 0.08	Yes	Yes
PN	98	13: 25: 57.3	-47: 28: 58.6	6.54	0.27 ± 0.05	No	No
PN	4	13: 26: 19.7	-47: 29: 11.5	0.78	3.42 ± 0.12	Yes	Yes
PN	91	13: 26: 13.5	-47: 29: 13.5	6.09	0.21 ± 0.04	No	No
PN	62	13: 26: 01.0	-47: 29: 13.2	5.70	0.31 ± 0.05	No	Yes
PN	51	13: 26: 06.2	-47: 29: 18.7	5.21	0.53 ± 0.06	No	No
PN	64	13: 28: 14.1	-47: 29: 24.0	5.99	0.92 ± 0.10	No	No
PN	123	13: 25: 54.7	-47: 29: 32.9	11.31	0.20 ± 0.04	No	No
PN	78	13: 26: 07.9	-47: 29: 55.1	4.43	0.27 ± 0.04	No	No
PN	27	13: 25: 44.7	-47: 29: 58.5	3.42	0.67 ± 0.08	Yes	Yes
PN	107	13: 27: 16.1	-47: 29: 59.7	5.76	0.17 ± 0.04	No	No
PN	100	13: 27: 45.8	-47: 30: 00.8	7.85	0.17 ± 0.04	Yes	No
PN	137	13: 26: 15.5	-47: 30: 15.1	47.94	0.13 ± 0.03	No	No
PN	104	13: 26: 13.3	-47: 30: 19.8	5.20	0.18 ± 0.04	No	No
PN	84	13: 27: 40.0	-47: 30: 24.0	5.91	0.22 ± 0.04	Yes	No
PN	109	13: 27: 48.5	-47: 30: 26.0	4.44	0.23 ± 0.05	No	No
PN	87	13: 26: 07.4	-47: 30: 26.8	5.88	0.25 ± 0.04	No	No
PN	117	13: 26: 23.5	-47: 30: 49.4	6.53	0.15 ± 0.03	No	No
PN	124	13: 26: 10.2	-47: 31: 13.8	27.02	0.16 ± 0.04	No	No
PN	12	13: 27: 27.4	-47: 31: 33.7	2.14	0.93 ± 0.08	Yes	Yes
PN	121	13: 25: 50.9	-47: 31: 38.9	25.26	0.23 ± 0.05	No	No
PN	114	13: 27: 14.9	-47: 31: 50.0	5.49	0.15 ± 0.03	No	No
PN	74	13: 27: 21.7	-47: 32: 07.3	7.32	0.15 ± 0.04	No	Yes
PN	139	13: 26: 18.9	-47: 32: 07.2	15.62	0.28 ± 0.04	No	No
PN	8	13: 26: 25.1	-47: 32: 28.7	1.12	2.10 ± 0.10	Yes	Yes
PN	11	13: 27: 11.9	-47: 32: 41.4	1.86	0.82 ± 0.07	Yes	Yes
PN	21	13: 25: 57.2	-47: 32: 51.6	2.34	0.86 ± 0.08	Yes	Yes
PN	116	13: 27: 23.0	-47: 33: 05.4	7.07	0.18 ± 0.04	No	No
PN	1	13: 26: 01.5	-47: 33: 07.4	0.69	6.94 ± 0.20	Yes	Yes
PN	34	13: 27: 10.0	-47: 33: 21.8	3.34	0.36 ± 0.05	Yes	Yes
PN	14	13: 28: 09.1	-47: 33: 27.0	2.42	2.39 ± 0.16	Yes	No
PN	130	13: 25: 58.9	-47: 33: 48.2	46.71	0.22 ± 0.05	No	No
PN	37	13: 25: 53.5	-47: 33: 49.3	3.58	0.62 ± 0.07	Yes	Yes
PN	90	13: 25: 41.3	-47: 33: 58.0	8.28	0.28 ± 0.06	Yes	No
PN	25	13: 26: 11.5	-47: 34: 04.2	2.43	0.78 ± 0.07	Yes	Yes
PN	40	13: 26: 26.9	-47: 34: 09.1	3.88	0.33 ± 0.05	Yes	Yes
PN	22	13: 26: 13.6	-47: 34: 43.2	2.44	0.88 ± 0.08	Yes	Yes
PN	30	13: 26: 27.4	-47: 34: 54.9	2.94	0.50 ± 0.06	Yes	Yes
PN	23	13: 27: 12.7	-47: 34: 56.4	2.38	0.77 ± 0.07	Yes	Yes
PN	52	13: 26: 59.2	-47: 34: 59.0	3.58	0.31 ± 0.05	Yes	Yes
PN	93	13: 26: 10.8	-47: 35: 07.3	4.89	0.27 ± 0.05	No	No
PN	85	13: 27: 53.7	-47: 35: 07.6	6.17	0.28 ± 0.06	Yes	No
PN	141	13: 27: 23.4	-47: 35: 22.2	8.37	0.16 ± 0.04	No	No
PN	120	13: 26: 13.0	-47: 35: 56.3	8.64	0.22 ± 0.04	No	No
PN	143	13: 25: 52.5	-47: 36: 12.2	6.88	0.19 ± 0.05	No	No
PN	46	13: 26: 23.8	-47: 36: 13.5	4.16	0.36 ± 0.05	Yes	Yes
PN	45	13: 26: 39.1	-47: 36: 33.5	3.76	0.33 ± 0.05	Yes	Yes
PN	10	13: 26: 11.4	-47: 37: 11.3	1.35	2.51 ± 0.13	Yes	Yes
PN	142	13: 26: 26.6	-47: 37: 12.7	9.22	0.17 ± 0.04	No	No
PN	134	13: 27: 25.0	-47: 37: 15.1	11.10	0.21 ± 0.05	No	No
PN	113	13: 27: 00.3	-47: 37: 15.2	7.51	0.15 ± 0.04	No	Yes
PN	81	13: 26: 36.4	-47: 37: 30.2	5.59	0.25 ± 0.05	Yes	No

Table 2. Continued

Instrument	Source ID	RA h m s	Dec ° ' "	Position Error (")	Rate	MOS1 detection	MOS2 detection
PN	128	13: 26: 24.1	-47: 37: 45.7	9.76	0.23 ± 0.05	No	No
PN	19	13: 26: 07.4	-47: 38: 01.3	2.31	1.15 ± 0.10	Yes	Yes
PN	69	13: 27: 33.4	-47: 38: 35.0	5.55	0.48 ± 0.07	Yes	No
PN	58	13: 26: 32.4	-47: 38: 50.7	4.94	0.38 ± 0.06	No	Yes
PN	83	13: 27: 22.5	-47: 39: 46.4	5.07	0.45 ± 0.07	No	No
PN	53	13: 27: 01.2	-47: 40: 55.9	4.34	0.57 ± 0.07	Yes	Yes
PN	66	13: 26: 57.9	-47: 41: 22.4	6.22	0.54 ± 0.07	No	Yes
PN	125	13: 26: 33.1	-47: 41: 29.2	49.94	0.29 ± 0.06	No	No
PN	112	13: 27: 03.3	-47: 42: 41.9	8.30	0.46 ± 0.07	No	No
MOS	7	13: 25: 52.1	-47: 19: 09.5	0.91	2.30 ± 0.09	Yes	Yes
MOS	63	13: 25: 40.6	-47: 22: 08.4	4.28	0.23 ± 0.04	Yes	Yes
MOS	48	13: 25: 34.5	-47: 25: 58.5	3.58	0.28 ± 0.04	Yes	Yes
MOS	13	13: 26: 20.4	-47: 30: 03.8	1.57	0.40 ± 0.03	Yes	Yes
MOS	89	13: 26: 25.7	-47: 39: 04.5	4.63	0.12 ± 0.03	Yes	Yes
MOS	55	13: 26: 10.4	-47: 39: 10.8	3.67	0.27 ± 0.04	Yes	Yes
MOS	71	13: 26: 10.6	-47: 40: 28.5	5.08	0.21 ± 0.04	Yes	Yes

Table 3. The XMM-Newton sources correlated with the Chandra and ROSAT sources. The error on the Chandra position is given at the 90% confidence level, as provided by the *wavdetect* task. The ROSAT source numbers are taken from Johnston et al. (1994); Verbunt & Johnston (2000). The EINSTEIN sources are labeled as in Hertz & Grindlay (1983). The source list is declination sorted.

Source ID	RA h m s	Dec ° ' "	Chandra RA h m s	Chandra Dec ° ' "	Position error (") (RA/Dec)	Previous ID
3	13: 27: 27.7	-47: 19: 08.8	4,D
7	13: 25: 52.1	-47: 19: 09.5	3,A
17	13: 26: 23.5	-47: 19: 27.9	13: 26: 23.5	-47: 19: 24.1	0.52/0.45	...
28	13: 26: 46.3	-47: 19: 47.4	13: 26: 46.2	-47: 19: 45.9	0.68/0.39	18
31	13: 26: 38.5	-47: 20: 01.7	13: 26: 38.5	-47: 19: 58.3	0.68/0.48	...
73	13: 26: 35.7	-47: 20: 57.4	13: 26: 35.2	-47: 20: 52.8	1.28/0.64	...
68	13: 27: 10.2	-47: 21: 29.2	13: 27: 09.9	-47: 21: 27.7	0.78/0.47	...
32	13: 26: 54.5	-47: 22: 04.7	13: 26: 54.5	-47: 22: 04.6	0.24/0.10	...
15	13: 26: 41.5	-47: 22: 16.5	13: 26: 41.5	-47: 22: 16.3	0.52/0.31	...
39	13: 26: 23.2	-47: 22: 52.7	13: 26: 23.1	-47: 22: 51.2	0.73/0.80	...
18	13: 27: 21.2	-47: 23: 24.4	13: 27: 21.1	-47: 23: 24.5	0.63/0.38	19
41	13: 27: 07.9	-47: 23: 35.3	13: 27: 08.0	-47: 23: 33.6	0.65/0.39	...
67	13: 26: 41.3	-47: 24: 05.0	13: 26: 41.2	-47: 24: 00.9	0.87/0.58	...
79	13: 26: 12.8	-47: 24: 16.6	13: 26: 12.8	-47: 24: 13.6	0.79/0.59	...
110	13: 27: 12.1	-47: 24: 22.9	13: 27: 12.4	-47: 24: 24.9	1.04/0.78	...
94	13: 27: 28.5	-47: 24: 25.2	13: 27: 28.4	-47: 24: 22.2	0.89/0.58	...
126	13: 26: 37.0	-47: 24: 30.5	13: 26: 37.3	-47: 24: 31.3	1.07/0.62	...
59	13: 26: 31.4	-47: 24: 43.6	13: 26: 31.3	-47: 24: 39.4	0.62/0.53	...
82	13: 27: 06.3	-47: 25: 37.8	13: 27: 06.4	-47: 25: 39.5	0.56/0.69	...
6	13: 27: 29.4	-47: 25: 55.4	13: 27: 29.3	-47: 25: 54.8	0.28/0.15	6
49	13: 26: 28.7	-47: 26: 33.3	13: 26: 28.7	-47: 26: 27.3	0.64/0.23	...
103	13: 26: 45.4	-47: 26: 53.6	13: 26: 45.4	-47: 26: 52.4	1.05/0.65	...
44	13: 26: 52.6	-47: 27: 15.9	13: 26: 52.9	-47: 27: 15.7	1.17/0.52	...
24	13: 26: 40.8	-47: 27: 38.6	13: 26: 40.5	-47: 27: 38.7	1.60/0.91	...
61	13: 26: 52.5	-47: 27: 39.1	13: 26: 52.6	-47: 27: 38.5	1.01/0.50	...
76	13: 26: 04.2	-47: 27: 41.6	13: 26: 04.4	-47: 27: 42.1	0.65/0.78	...
47	13: 27: 14.5	-47: 28: 31.3	13: 27: 14.5	-47: 28: 28.8	1.01/0.77	...
33	13: 25: 52.7	-47: 28: 55.4	8
92	13: 26: 44.3	-47: 28: 57.4	13: 26: 44.3	-47: 28: 56.2	0.71/0.68	...
5	13: 26: 53.5	-47: 29: 01.3	13: 26: 53.5	-47: 29: 00.8	0.16/0.07	9a,C
4	13: 26: 19.7	-47: 29: 11.5	13: 26: 19.7	-47: 29: 11.2	0.15/0.12	7,B
101	13: 26: 37.9	-47: 29: 11.3	13: 26: 38.0	-47: 29: 10.7	1.28/0.79	...
51	13: 26: 06.2	-47: 29: 18.7	13: 26: 05.9	-47: 29: 22.3	0.70/0.74	...
2	13: 26: 52.2	-47: 29: 36.1	13: 26: 52.2	-47: 29: 36.1	0.15/0.04	9b,C
72	13: 26: 34.5	-47: 29: 57.3	13: 26: 34.4	-47: 29: 55.8	0.20/0.18	...
13	13: 26: 20.4	-47: 30: 03.8	13: 26: 20.4	-47: 30: 04.0	0.19/0.19	...
137	13: 26: 15.5	-47: 30: 15.1	13: 26: 16.7	-47: 30: 56.3	1.42/0.52	...
84	13: 27: 40.0	-47: 30: 24.0	13: 27: 39.6	-47: 30: 24.4	1.30/0.90	...
60	13: 26: 34.2	-47: 30: 34.7	13: 26: 34.4	-47: 30: 34.5	0.46/0.33	...
127	13: 27: 04.5	-47: 30: 38.2	13: 27: 04.6	-47: 30: 37.0	0.78/0.68	...
117	13: 26: 23.5	-47: 30: 49.4	13: 26: 23.5	-47: 30: 44.2	0.70/0.59	...
20	13: 26: 37.4	-47: 30: 52.9	13: 26: 37.4	-47: 30: 54.5	0.38/0.22	...
38	13: 26: 55.0	-47: 31: 13.2	13: 26: 55.0	-47: 31: 13.7	0.59/0.28	...
9	13: 26: 48.7	-47: 31: 26.2	13: 26: 48.8	-47: 31: 26.0	0.43/0.20	21
12	13: 27: 27.4	-47: 31: 33.7	13: 27: 27.4	-47: 31: 33.2	0.41/0.43	...
121	13: 25: 50.9	-47: 31: 38.9	13: 25: 48.9	-47: 31: 27.4	0.66/0.66	...
108	13: 26: 46.6	-47: 31: 40.5	13: 26: 46.5	-47: 31: 44.4	1.25/0.70	...
36	13: 26: 50.8	-47: 31: 47.5	13: 26: 51.1	-47: 31: 45.8	0.27/0.28	...
114	13: 27: 14.9	-47: 31: 50.0	13: 27: 14.7	-47: 31: 49.6	1.09/0.46	...
74	13: 27: 21.7	-47: 32: 07.3	13: 27: 21.5	-47: 32: 05.9	1.20/0.40	...
35	13: 26: 49.6	-47: 31: 53.2	13: 26: 49.5	-47: 31: 47.8	1.22/0.46	...
57	13: 26: 49.6	-47: 32: 13.4	13: 26: 49.5	-47: 32: 13.6	0.43/0.15	...

Table 3. Continued

Source ID	RA h m s	Dec ° ' "	Chandra RA h m s	Chandra Dec ° ' "	Position error (") (RA/Dec)	Previous ID
8	13: 26: 25.1	-47: 32: 28.7	13: 26: 25.1	-47: 32: 28.3	0.229/0.20	10
16	13: 26: 43.9	-47: 32: 31.0	13: 26: 44.1	-47: 32: 32.3	0.315/0.23	...
11	13: 27: 11.9	-47: 32: 41.4	13: 27: 11.7	-47: 32: 41.6	0.249/0.22	...
21	13: 25: 57.2	-47: 32: 51.6	13: 25: 57.2	-47: 32: 50.8	0.373/0.38	...
1	13: 26: 01.5	-47: 33: 07.4	13: 26: 01.5	-47: 33: 06.3	0.164/0.15	11
34	13: 27: 10.0	-47: 33: 21.8	13: 27: 10.0	-47: 33: 21.8	0.568/0.34	...
14	13: 28: 09.1	-47: 33: 27.0	12
25	13: 26: 11.5	-47: 34: 04.2	13: 26: 11.5	-47: 34: 03.4	0.401/0.34	...
40	13: 26: 26.9	-47: 34: 09.1	13: 26: 26.7	-47: 34: 09.5	0.794/0.45	...
22	13: 26: 13.6	-47: 34: 43.2	13: 26: 13.6	-47: 34: 41.5	0.561/0.44	...
30	13: 26: 27.4	-47: 34: 54.9	13: 26: 27.6	-47: 34: 56.9	0.361/0.29	...
23	13: 27: 12.7	-47: 34: 56.4	13: 27: 12.9	-47: 34: 57.1	0.324/0.19	...
52	13: 26: 59.2	-47: 34: 59.0	13: 26: 59.3	-47: 34: 58.2	0.744/0.48	...
45	13: 26: 39.1	-47: 36: 33.5	13: 26: 39.2	-47: 36: 32.3	0.727/0.46	...
10	13: 26: 11.4	-47: 37: 11.3	13
113	13: 27: 00.3	-47: 37: 15.2	13: 27: 00.4	-47: 37: 15.2	0.998/0.64	...

NOTE - We have indicated in this table only the sources correlated with other X-ray observations. There are three OGLEGC sources which are associated with X-ray sources (OGLEGC 15 and 22 with two Chandra sources, OGLEGC 30 with XMM-Newton source 29). Their positions from Kaluzny et al. (1996) are :

OGLEGC15 $13^h 26^m 47.42^s -47^\circ 36' 00.4''$
 OGLEGC22 $13^h 26^m 08.33^s -47^\circ 30' 33.0''$
 OGLEGC30 $13^h 26^m 53.33^s -47^\circ 18' 22.9''$

Table 5. Best fit spectral parameters for the brightest sources of the field of view. We have selected those sources which have more than 100 net counts in EPIC-PN and limited our analysis to the 16 sources within twice the half mass radius. Simple models have been used: Power Law (PL), Blackbody (BB), Thermal Bremsstrahlung (TB). For source 3, which has an optical counterpart (Cool et al. 1995), we used a two temperature Raymond-Smith model (2T). The model parameters are either the photon index or the temperature in keV. Whenever allowed by the statistics, we left the N_H as a free parameter of the fit. Otherwise it was frozen at the optical value ($8.4 \times 10^{20} \text{ cm}^{-2}$). We used either the χ^2 or Cash statistics in the fit. The bolometric luminosity is computed between 0.5 and 10 keV and is given in units of $10^{31} \text{ ergs s}^{-1}$.

Source ID	Best fit model	N_H (10^{20} cm^{-2})	Model parameter	χ^2_ν	Degree of freedom	Bolometric luminosity
1	BB	62^{+21}_{-21}	$1.2^{+0.1}_{-0.1}$	1.08	55	191 ± 7
	TB	167^{+31}_{-31}	$10.7^{+11.1}_{-4.0}$	1.00	55	302 ± 11
	PL	183^{+35}_{-35}	$1.7^{+0.3}_{-0.3}$	1.03	55	339 ± 12
2	TB	(8.4)	$23.0^{+29.9}_{-10.1}$	0.72	31	67 ± 3
	PL	(8.4)	$1.4^{+0.2}_{-0.2}$	0.68	31	72 ± 3
3	2T	30^{+11}_{-17}	$0.2^{+0.1}_{-0.1}$ $0.9^{+0.1}_{-0.2}$	1.08	28	136 ± 7
5	TB	(8.4)	$18.7^{+65.2}_{-10.0}$	0.78	17	27 ± 2
	PL	(8.4)	$1.4^{+0.2}_{-0.2}$	0.80	31	30 ± 2
6	TB	(8.4)	$4.5^{+4.7}_{-1.9}$	0.83	17	27 ± 3
	PL	(8.4)	$1.7^{+0.3}_{-0.3}$	0.81	17	32 ± 3
8	TB	(8.4)	$5.8^{+7.2}_{-2.5}$	0.98	19	28 ± 2
	PL	(8.4)	$1.7^{+0.3}_{-0.3}$	0.81	19	32 ± 3
9	TB	21^{+16}_{-16}	$4.4^{+6.3}_{-2.1}$	0.58	10	23 ± 3
	TB	(8.4)	$8.3^{+17.0}_{-3.9}$	0.79	11	23 ± 3
	PL	31^{+24}_{-13}	2.0 ± 0.6	0.51	10	29 ± 4
	PL	(8.4)	$1.5^{+0.2}_{-0.2}$	0.96	11	29 ± 4
12	BB	(8.4)	$0.3^{+0.1}_{-0.1}$	1.54	9	5 ± 1
	TB	(8.4)	$1.2^{+1.7}_{-0.6}$	1.22	9	7 ± 2
	PL	(8.4)	$2.4^{+0.6}_{-0.6}$	1.10	9	9 ± 2
15	PL	(8.4)	$1.0^{+0.5}_{-0.5}$	0.42	6	21 ± 4
18	TB	(8.4)	$3.7^{+11.0}_{-2.1}$	1.12	5	10 ± 2
	PL	(8.4)	$1.8^{+0.5}_{-0.5}$	1.01	5	12 ± 2
Source ID	Best fit model	N_H (10^{20} cm^{-2})	Model parameter	C statistic	Number of PHA bins	Bolometric luminosity
11	TB	(8.4)	$3.2^{+7.7}_{-3.2}$	C 8.29	11	8 ± 2
	PL	(8.4)	$1.9^{+0.7}_{-0.7}$	C 8.96	11	10 ± 2
13	PL	(8.4)	$0.9^{+0.3}_{-0.3}$	C 1.16	8	33 ± 5
20	BB	(8.4)	$0.6^{+0.2}_{-0.2}$	C 16.37	11	6 ± 2
	TB	52^{+70}_{-40}	$2.0^{+4.2}_{-1.3}$	C 16.70	11	9 ± 2
22	PL	(8.4)	$1.6^{+0.4}_{-0.4}$	C 9.18	11	12 ± 2
23	TB	(8.4)	$0.7^{+1.1}_{-0.4}$	C 12.58	10	5 ± 2
	PL	(8.4)	$2.8^{+0.9}_{-0.9}$	C 12.77	10	6 ± 2
24, high state low state	PL	(8.4)	$1.2^{+0.4}_{-0.4}$	C 16.2	14	18 ± 2
	PL	(8.4)	$1.7^{+1.4}_{-1.4}$	C 10.2	11	4 ± 2
25	TB	(8.4)	$1.4^{+5.6}_{-0.8}$	C 2.50	5	6 ± 2
	PL	(8.4)	$2.2^{+0.8}_{-0.8}$	C 1.81	5	8 ± 2

Pour résumer, la qualité des observations d'Oméga du Centaure m'a permis de déterminer la nature de plusieurs sources X faibles. J'ai détecté dans cet amas plusieurs classes d'objets (binaires actives, binaires X de faible masse avec une étoile à neutrons en quiescence, variables cataclysmiques). En exploitant les données de Chandra, j'ai montré que $\sim 25\%$ des sources présentaient une variabilité temporelle importante.

Le résultat le plus surprenant est qu'il existe une trentaine de sources dans la périphérie de l'amas. Ceci est inattendu compte tenu des mécanismes de ségrégation de masse qui tendent à ramener les binaires au centre de l'amas. Ce résultat pourrait s'expliquer par l'accrétion d'un système stellaire externe à l'amas. Un tel phénomène aura en effet pour conséquence de perturber le potentiel gravitationnel de l'amas, et donc de modifier la répartition des masses dans l'amas.

Je vais maintenant présenter les observations faites par XMM-Newton des amas globulaires M13, M22 et NGC 6366, afin de décrire leurs populations de sources faibles par une étude similaire à celle d'Oméga du Centaure.

IV Les amas globulaires M13, M22 et NGC 6366

Je présente dans ce chapitre les observations des amas globulaires M13, M22 et NGC 6366. Une section de ce chapitre est consacrée à chaque amas.

1 L'amas globulaire d'Hercule, M13

1.1 Que savions nous de M13 ?



Figure 24 : Image optique de l'amas globulaire M13 d'Hercule. Crédit photo : NASA (astronomy picture of the day) & Y. Kitahara.

L'amas globulaire d'Hercule, M13 (Figure 24) est un amas lointain (7.7 kpc, Harris 1999), dont le cœur est de taille moyenne (78 secondes d'arc, Harris 1999). Il appartient à la catégorie des amas de masse intermédiaire ($10^{5.8} M_{\odot}$, Pryor & Meylan 1993) et se trouve dans une région où l'absorption galactique est faible ($1.1 \times 10^{20} \text{ cm}^{-2}$, Djorgovski 1993).

M13 a été observé par ROSAT en 1994 (Fox et al. 1996, Verbunt 2001). Dix-sept sources ont été détectées dans le champ de vue de ROSAT (dont deux dans le cœur de l'amas, Verbunt 2001, voir également Figure 25).

Au moins une des sources X ROSAT du cœur pourrait avoir une contrepartie UV (Ferraro et al. 1997, Verbunt 2001). Enfin, quatre pulsars milliseconde ont été détectés en radio (Ransom et al. 2003b, Taylor et al. 1993). Tous sont situés dans le rayon de demi-masse ou dans son voisinage.

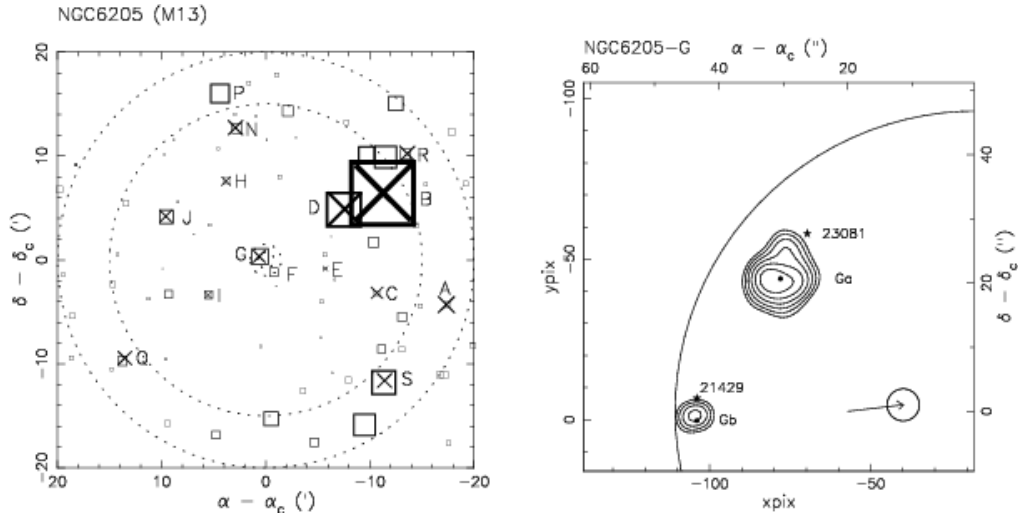


Figure 25 : Images du champ de vue de ROSAT lors des observations de M13. A gauche, une image de l'ensemble du champ de vue. Le flux des sources est représenté par la taille du symbole. Les croix représentent les sources détectées par le HRI, les carrés représentent celles détectées par le PSPC. Les rayons des deux cercles sont 15 et 20 minutes d'arc. A droite, un zoom sur le cœur de l'amas. Les deux sources du cœur, Ga et Gb y sont indiquées avec les sources UV de Ferraro et al. 1997 (voir ci-dessous).

1.2 L'observation de XMM-Newton

M13 a été observé pendant 40 kilosecondes par XMM-Newton les 28 et 30 janvier 2002. L'observation a été réalisée en mode Full Frame avec les filtres moyens, et a été affectée par des bouffées de protons. Après le filtrage des fichiers d'événements, seuls 15.9 kilosecondes restent utilisables. Le bruit de fond résiduel était plus élevé le 30 janvier que le 28. La luminosité limite atteinte était de $L_{0.5-5.0} = 2.4 \cdot 10^{31} \text{ erg s}^{-1}$ (pour un modèle de corps noir avec une température de 0.6 keV).

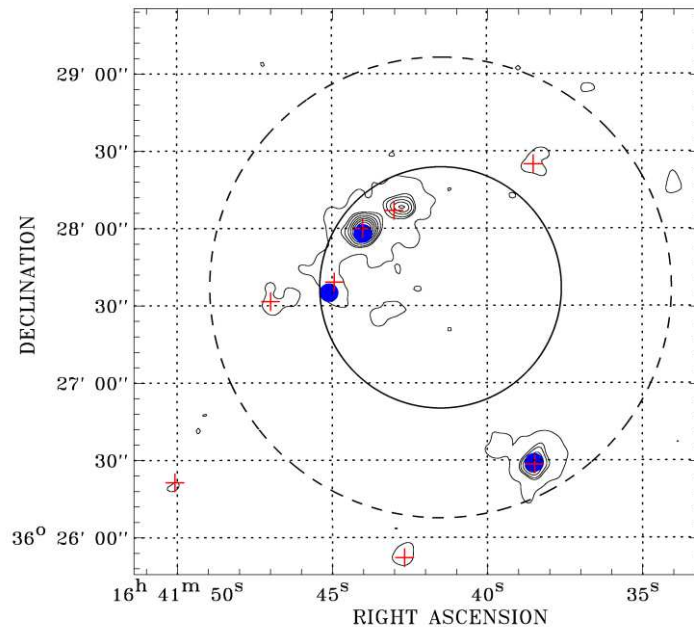


Figure 26 : Image du centre du champ de vue de M13. Les cercles représentent les rayons de cœur (trait plein) et de demi-masse (pointillés). Les sources détectées par XMM-Newton sont représentées par des croix, alors que les sources ROSAT sont représentées par les cercles pleins. Les boîtes d'erreurs sont de la taille des symboles.

Le traitement des données a été réalisé deux fois, avec le SAS 5.3.3 (lors de la première analyse) et 5.4.1 (lors de l'analyse finale). La publication insérée dans cette section est issue des données traitées avec le SAS 5.3.3, alors que le texte qui suit reprend les résultats de l'analyse finale.

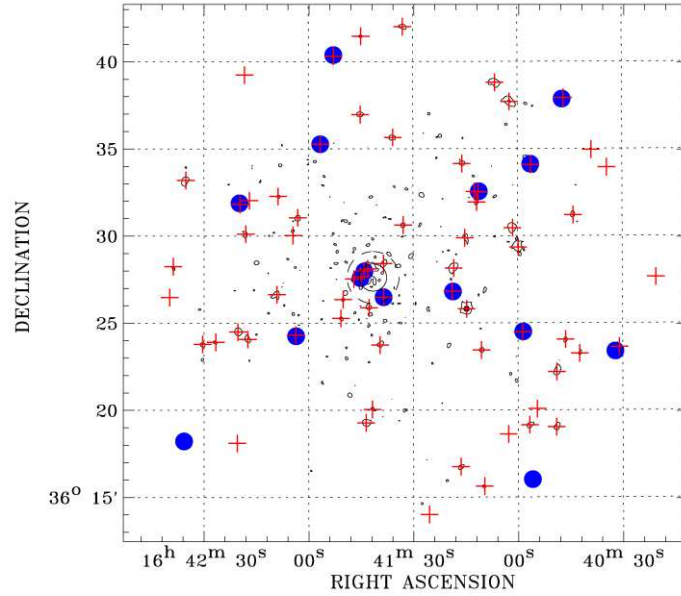


Figure 27 : Image du champ de vue de M13. Les symboles sont les mêmes que ceux de la Figure 26. Le mauvais ajustement entre la source ROSAT située la plus à droite et la source XMM-Newton est dû à la présence d'un bord de CCD à cet endroit.

1.3.2 Dans le reste du champ de vue

Hors du rayon de demi-masse, 61 sources ont été détectées dans le champ de vue. ROSAT avait détecté dans la surface couverte par le champ de vue de XMM-Newton 8 sources hors du rayon de demi-masse (Verbunt 2001, Fox et al. 1996). Ces huit sources ont toutes été détectées par XMM-Newton, mais certaines à des luminosités différentes de celles mesurées par ROSAT (voir page 78).

1.3.3 L'estimation du nombre de sources non associées à l'amas

J'ai estimé à partir de la luminosité limite de cette observation que, dans le champ du trou de Lockman, en tenant compte de la normalisation de surface, respectivement 0, 1 et 61 sources seraient détectées dans les régions correspondant au cœur de l'amas, au rayon de demi-masse de l'amas, et hors du rayon de demi-masse de l'amas.

Ces chiffres nécessitent quelques précautions. Il s'agit en effet d'une estimation statistique à partir d'un champ de vue représentatif. Il faut donc également estimer à quel niveau de confiance ces chiffres sont représentatifs. L'hypothèse à tester est : « sachant le nombre moyen de sources de fond attendues s et le nombre n de sources détectées, quelle est la probabilité d'observer X sources de fond ? ». Le test est réalisé grâce à la loi de Poisson, indiquée dans l'équation 29.

$$p_{X < n} = \sum_{k=0}^n e^{-s} \frac{s^k}{k!} \quad (29)$$

On estime généralement les intervalles de confiance en terme de ‘sigma’. L’inégalité de Bienaymé-Tchébycheff montre que pour toute loi de probabilité admettant une moyenne et une variance (ce qui est le cas de la loi que j’ai indiquée plus haut), la limite à 3σ implique que l’hypothèse testée est vérifiée avec au moins 90 % de confiance. J’ai donc (indépendamment de la valeur de la limite gaussienne usuelle des 3σ , 99.6 %) choisi d’exprimer tous mes intervalles de confiance avec au moins 90% de confiance. Compte tenu du caractère entier du nombre de sources détectées, la probabilité de confiance peut varier entre 90 % et 99.9 %. Le Tableau 6 liste les intervalles de confiance estimés pour les associations de sources à M13.

Hypothèse testée	Nombre de sources détectées	Nombre de sources de fond	Probabilité
Quel est le nombre de sources du fond dans le cœur ?	3	0, 1	96.2 %
Quel est le nombre de sources du fond dans le rayon de demi-masse ?	6	0, 1, 2	92.0 %
Quel est le nombre de sources du fond hors du rayon de demi-masse ?	61	60, 61	99.8 %
Toutes les sources du cœur peuvent elles être associées à l’amas ?	3	0	74.0 %
Toutes les sources du rayon de demi-masse peuvent elle être associées à l’amas ?	6	0	36.8 %
Toutes les sources situées hors du rayon de demi-masse sont elles des sources du fond ?	61	61	95.1 %

Tableau 6 : Intervalles de confiance et probabilités associées aux diverses hypothèses d’association des sources à l’amas

1.4 La découverte d’une binaire X de faible masse en quiescence avec une étoile à neutrons dans le cœur de M13

Cette découverte fait l’objet de la publication ci-jointe.

Discovery of a quiescent neutron star binary in the globular cluster M 13

B. Gendre, D. Barret, and N. Webb

Centre d'Étude Spatiale des Rayonnements, 9 Av. du Colonel Roche, 31028 Toulouse Cedex 04, France

Received 7 February 2003 / Accepted 21 March 2003

Abstract. We have discovered with XMM-Newton an X-ray source in the core of the globular cluster M 13, whose X-ray spectral properties suggest that it is a quiescent neutron star X-ray binary. The spectrum can be well fitted with a pure hydrogen atmosphere model, with $T_{\infty} = 76 \pm 3$ eV, $R_{\infty} = 12.8 \pm 0.4$ km and an X-ray luminosity of $7.3 \pm 0.6 \times 10^{32}$ ergs s⁻¹. In the light of this result, we have discovered a strong correlation between the stellar encounter rate and the number of quiescent neutron stars found in the ten globular clusters observed so far by either XMM-Newton or Chandra. This result lends strong support to the idea that these systems are primarily produced by stellar encounters in the core of globular clusters.

Key words. globular clusters – stars: neutron – X-rays: general

1. Introduction

Globular clusters (GCs) are known to harbour both bright and dim X-ray sources. Bright X-ray sources with luminosities above $\sim 10^{36}$ ergs s⁻¹ are commonly agreed to be neutron star Low-Mass X-ray Binaries. There are twelve such sources known in GCs; 11 of them have shown type I X-ray bursts, the unmistakable signature of an accreting neutron star. On the other hand, dim GC X-ray sources are much more numerous (for example, dozens of such objects exist in ω Cen, see Gendre et al. 2003), but their nature is still debated. They have maximum luminosities of $\sim 10^{33}$ ergs s⁻¹ and there is growing evidence that they are a variety of different objects. Some of the fainter ones have been identified as Cataclysmic Variables or active binaries (RS CVn, BY Dra). Others, have been associated with radio millisecond pulsars (MSPs) (e.g. Grindlay et al. 1991). Some of the “brighter” of the dim X-ray sources have recently been proposed to be quiescent neutron star X-ray binaries (qNSs) on the basis of their X-ray spectral properties (47 Tuc, Grindlay et al. 2001; ω Cen, Rutledge et al. 2002, Gendre et al. 2002; NGC 6440, Pooley et al. 2002b).

Outside GCs, qNSs are found to have soft X-ray spectra and luminosities up to 10^{33} ergs s⁻¹ (e.g. Kong et al. 2002). During outbursts, reactions, deep in the crust, heat the neutron star (Brown et al. 1998). Between outbursts, the heated surface radiates a thermal spectrum, emitted by a neutron star hydrogen atmosphere (NSA). The thermal component of the quiescent X-ray spectra of two neutron star X-ray binaries which are not in a globular cluster (Aql X-1 and Cen X-4) are well fitted by NSA models, providing strong support for this theory.

In contrast, quiescent black hole transients have hard power law like spectra and low luminosities (down to 10^{30} ergs s⁻¹). Accretion via an advection dominated flow is thought to be responsible for the observed hard and weak emission (Kong et al. 2002; Hameury et al. 2003, and references therein). Thus the combination of a soft thermal X-ray spectrum and a luminosity above $\sim 10^{32}$ ergs s⁻¹ has been used to claim the detection of qNSs in GCs. The existence of such systems in GCs was first proposed by Verbunt et al. (1984). It is generally assumed that they are formed through stellar encounters (tidal capture or exchange encounters) in the dense cores of GCs (see Hut et al. 1992, for a review).

ROSAT HRI and PSPC observations (Fox et al. 1996; Verbunt 2001), revealed several dim X-ray sources in M 13. The HRI observations showed two core sources, whose unresolved PSPC spectrum could be fitted with a 0.9 keV thermal bremsstrahlung model ($L_{0.5-2.5 \text{ keV}} \sim 2.5 \times 10^{32}$ ergs s⁻¹). M 13 is somewhat remarkable as it contains also four MSPs (Taylor et al. 1993; Ransom et al. 2002).

2. Observations and results

The globular cluster M 13 was observed by the XMM-Newton EPIC cameras on 2002 January 28 and 30, using the Full Frame Window and a medium filter. The total length of the observation was ~ 37 ks. We analyzed the data using the XMM-Newton Science Analysis Software (SAS) version 5.3.3. Initially we considered the two segments of the observation separately. We used the SAS tasks *emchain* and *epchain* to calibrate the raw data, flag bad pixels and filter for non-astronomical events. The background was found to be variable and relatively high. Removing the periods of unstable background left 9 and 8 ks

Send offprint requests to: D. Barret,
 e-mail: Didier.Barret@cesr.fr

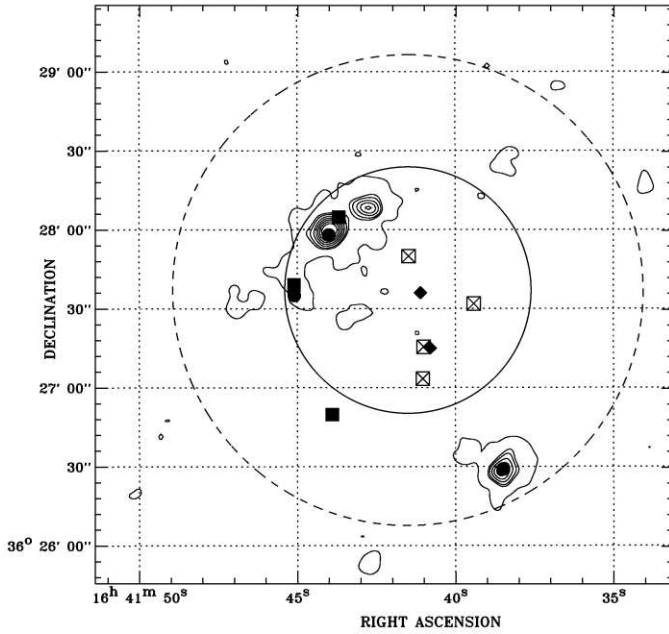


Fig. 1. A contour image of the center of the field of view of M 13. The core and half mass radii are shown as solid and dashed lines, respectively. Previous identifications are: ROSAT sources (filled circles, Verbunt 2001); faint UV sources (filled squares, Ferraro et al. 1997); radio objects (open squares, Johnston et al. 1991); and MSPs with known positions (filled diamonds, Taylor et al. 1993) (the most central MSP has positional uncertainties larger than the image displayed). All other objects have uncertainties smaller than the symbol size.

respectively. The filtered event files were merged using *merge* and then we extracted images and spectra.

The source detection procedure used is described in Gendre et al. (2003). Briefly, it combines a wavelet detection algorithm applied to a 0.5–5.0 keV band image, and a maximum likelihood fitting of the source candidates. A conservative maximum likelihood threshold of 12 was chosen. The absorption-corrected limiting flux is 3.6×10^{-15} ergs s $^{-1}$ cm $^{-2}$ corresponding to a luminosity of 2.6×10^{31} ergs s $^{-1}$ for a source located at the center of the field of view having a 0.6 keV blackbody spectrum.

We found an extended source within the core radius. The extension appeared to be due to two sources that were not quite resolved. The MOS cameras have the advantage of having a smaller pixel size than the PN camera: 1.1'' for MOS (Turner et al. 2001) as oppose to 4.1'' for PN (Strüder et al. 2001). When processing the event file, the task *emevents* converts the event position (RAWX and RAWY) into camera coordinates in units of 0.05''. This step includes randomization (within a CCD pixel) of the event to avoid the Moiré effect. By default, the *xmmselect* task, assumes a binning factor of 87 to produce MOS images with the same pixel size as PN images. We have produced MOS images with a binning size of 20, corresponding to a pixel size of 1''. The image smoothed with a simple 2D-Gaussian of $\sigma = 2.0''$ is shown in Fig. 1.

To summarize, we detected 2, 5 and 77 sources within the core radius, half mass radius and field of view respectively. Using the Log *N*–Log *S* curve of extragalactic sources reported in Hasinger et al. (2001) and the limiting flux in the

Table 1. XMM-Newton sources detected within twice the half mass radius (HMR) (CR = Core Radius). The positional error includes the statistical error (90% confidence, estimated from *srcmatch*) and a systematic error of 4'' (Jansen et al. 2001).

RA h m s	Dec ° ' ''	Error ''	Location
16 41 37.9	36 28 26.3	7.94	HMR
16 41 42.7	36 28 06.7	4.60	CR
16 41 43.8	36 27 58.6	4.27	CR
16 41 46.8	36 27 29.5	5.93	HMR
16 41 49.0	36 26 44.6	7.53	2 × HMR
16 41 38.3	36 26 27.0	4.50	HMR
16 41 49.9	36 26 18.7	7.38	2 × HMR
16 41 42.5	36 25 53.0	6.83	2 × HMR

three regions given above, we determined the expected number of background sources to be 0, 1 and 72, respectively. The positions and errors of sources found within twice the half-mass radius are given in Table 1. It goes beyond the scope of this paper to investigate the error box content of each of the XMM-Newton sources. It is however worth mentioning that only 10 of the 11 ROSAT sources that should have been detected by XMM-Newton, given the limiting flux and field of view of the observation, were detected. We failed to detect the ROSAT source Gb. This source must have therefore varied in flux by at least a factor 10 between the ROSAT and XMM-Newton observations.

The two core sources are separated by only 15'' (see Fig. 1). One is the ROSAT source Ga (Verbunt 2001). The other should have been detected by ROSAT, if its flux had not varied. We reanalyzed the HRI data and determined that the source flux must have varied by a factor ~ 2 between the ROSAT and the XMM-Newton observations.

Two sources lying so close together complicates the spectral analysis. Normally, spectra are accumulated over a region of radius of 0.7' to include 85% of the source photons. Such an extraction region is 3 times larger than the source separation. Using a radius of 0.7', we have extracted the spectrum of the brighter source by masking out a region of radius 15'', offset by 5'' from the fainter source. We have estimated that only 6% of the counts in the spectrum of the brighter source come from the fainter source, insufficient to affect the results of our spectral analysis. Spectra were extracted from the EPIC-PN and the two MOS cameras. We binned these spectra to contain at least 20 net counts per bin and generated ARF and RMF files with the SAS tasks *arfgen* and *rmfgen*. The spectra are extremely soft, with $\sim 90\%$ of the counts below 2 keV. We have tried to fit the combined spectrum with different single component models (blackbody and thermal bremsstrahlung). Absorption by the interstellar medium was included in the fit but was found to be consistent with the expected value from the optical extinction towards the cluster (1.1×10^{20} cm $^{-2}$, Djorgovski 1993). We also tried to fit the spectrum with a pure hydrogen NSA model (Pavlov et al. 1992; Zavlin et al. 1996). This model provides the best fit to our data. Assuming a neutron star mass of $1.4 M_{\odot}$, we derived $T_{\infty} = 76_{-3}^{+3}$ eV

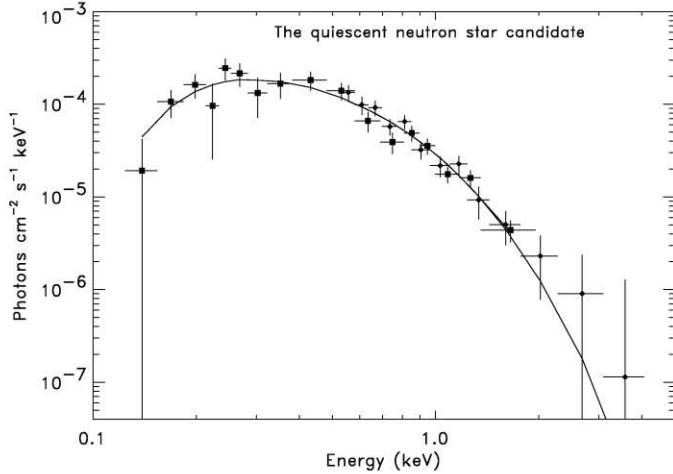


Fig. 2. The unfolded EPIC-PN (diamonds) and ROSAT-PSPC (squares) spectra of the qNS candidate and the best fit NSA model, one of the best qNS spectra to date.

and $R_\infty = 12.8^{+0.4}_{-0.4}$ km, with a $\chi^2_\nu = 0.55$ (15 degrees of freedom (d.o.f.)). These parameters are similar to those determined for the proposed qNS in ω Cen (Rutledge et al. 2002; Gendre et al. 2003).

We have retrieved and reanalyzed the ROSAT PSPC archival observations of M 13 to determine whether the PSPC spectrum of source Ga could be fitted with the same model. A fit of the combined PSPC and XMM-Newton data revealed parameters consistent with those derived from the XMM-Newton data alone ($\chi^2_\nu = 0.90$, 26 d.o.f.). We present the unfolded combined EPIC-PN and ROSAT spectrum in Fig. 2. The luminosity derived for the NSA model is $(7.3 \pm 0.6) \times 10^{32}$ erg s $^{-1}$ (0.1–5.0 keV), using the distance of 7.7 kpc (Harris 1999).

3. Discussion

The most likely interpretation of the nature of the softest source in M 13 is that it is a quiescent neutron star low-mass X-ray binary. This interpretation is supported by the luminosity of the source, the softness of its X-ray spectrum and the fact that a NSA model yields a good fit and plausible parameters (radius and temperature) for the neutron star. A reasonable question to ask is whether we expect such a system in M 13. In the disk, qNSs have a minimum X-ray luminosity of $\sim 10^{32}$ erg s $^{-1}$ (Narayan et al. 2002). As it has been already emphasized, if the same luminosity threshold also applies to globular cluster qNSs, the luminosity limit of XMM-Newton and Chandra observations (typically around 10^{30} – 10^{31} erg s $^{-1}$ at the cluster distances) allows one to detect all the qNSs present in globular clusters. In Table 2, we list the globular clusters already observed by either Chandra or XMM-Newton, together with the number of qNSs reported in the literature.

In globular clusters, the number of qNSs is expected to scale with the collision rate which is proportional to $\rho_0^{1.5} r_c^2$ for virialized clusters, where ρ_0 is the central density of the cluster and r_c its core radius (Verbunt 2002). These values taken from the Harris (1999) catalog are listed in Table 2. In Fig. 3,

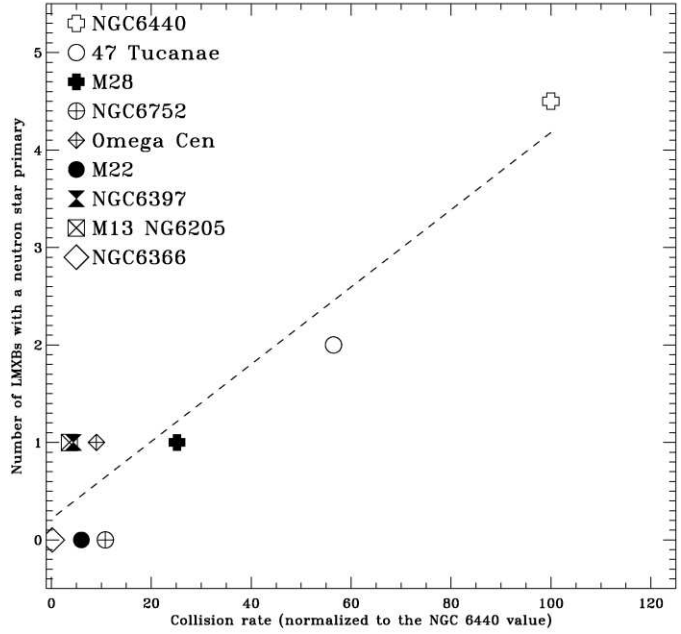


Fig. 3. The number of qNSs versus collision rate ($\rho_0^{1.5} r_c^2$), shown with a linear fit $n_{\text{qNS}} \sim 0.04 \times \rho_0^{1.5} r_c^2 + 0.2$. The collision rates have been normalized to 100 for NGC 6440.

Table 2. qNSs in GCs detected by Chandra or XMM-Newton. Parameters for the clusters are taken from the Harris (1999) catalog; the distance is given in kpc, the core radius in '. We indicate the log of the central density in units of L_\odot pc $^{-3}$.

Cluster	Distance (kpc)	Core radius	Central density	qNSs
47 Tuc	4.5	0.44	4.77	2
ω Cen	5.3	2.58	3.12	1
M 13	7.7	0.78	3.33	1
NGC 6366	3.6	1.83	2.42	0
NGC 6397	2.3	0.05	5.68	1
NGC 6440	8.4	0.13	5.28	4-5
M 28	5.7	0.24	4.75	1
M 22	3.2	1.42	3.64	0
NGC 6752	4.0	0.17	4.91	0

References, top to bottom: Grindlay et al. (2001a, 2002); Rutledge et al. (2002), Gendre et al. (2003); this work; Webb et al. in preparation; Grindlay et al. (2001b); Pooley et al. (2002b); Becker et al. (2003); Webb et al. (2002); and Pooley et al. (2002a).

we plot the number of qNSs as a function of the collision rate, normalized so that the value for NGC 6440 is 100. There is a striking correlation between the number of qNSs and the collision rate. The presence of one qNS in M 13 is therefore not really surprising given that its collision rate puts the cluster in a region where one might expect either one or zero qNS. This remarkable correlation extends over more than 2 orders of magnitude and includes both core-collapsed and non core-collapsed clusters. This strongly supports the idea that qNSs are indeed primarily produced by stellar encounters in globular clusters (Verbunt 2002).

With the results of the observations reported here and the four already known MSPs, there are at least 5 neutron star systems in M 13. This makes M 13 the cluster with the fourth highest number of known neutron star systems. The retention of such a large number of neutron stars in a cluster with a relatively low central density remains to be explained (see for a comprehensive study of neutron star retention in globular clusters, Pfahl et al. 2002).

4. Conclusion

We have reported the likely discovery of a quiescent neutron star in M 13. We have also shown for the first time that there is a strong correlation between the stellar collision rate and the number of qNSs in the 9 globular clusters observed by either XMM-Newton or Chandra. This lends strong support to the idea that these systems are primarily produced by stellar encounters in the core of globular clusters. More observations, in particular with XMM-Newton are being planned and should enable us to test the strength of this correlation.

Acknowledgements. We wish to thank the referee, Slava Zavlin, for his comments on this manuscript and Craig Heinke for his additional remarks.

References

- Becker, W., Swartz, D., Pavlov, G., et al. 2003, ApJ, in press [astro-ph 0211468]
- Brown, E. F., Bildstein, L., & Rutledge, R. E. 1998, ApJ, 504, L95
- Djorgovski, S. G. 1993, PASP, 50, 373
- Fox, D., Lewin, W., Margon, B., van Paradijs, J., & Verbunt, F. 1996, MNRAS, 282, 1027
- Ferraro, F. R., Paltrinieri, B., Fusi Pecci, F., Rood, R. T., & Dorman, B., 1997, MNRAS, 292, L45
- Gendre, B., Barret, D., & Webb, N. A. 2003, A&A, 400, 521
- Grindlay, J. E., Cool, A. M., & Baylin, C. D. 1991, in The formation and evolution of star clusters, ASP Conf. Ser., 13, 396
- Grindlay, J. E., Heinke, C., Edmonds, P. D., & Murray, S. S. 2001, Science, 292, 2290
- Grindlay, J. E., Heinke, C., Edmonds, P. D., Murray, S. S., & Cool, A. M. 2001, ApJ, 563, L63
- Grindlay, J. E., Camilo, F., Heinke, C., et al. 2002, ApJ, 581, 470
- Hameury, J. M., Barret, D., Lasota, J. E., et al. 2003, A&A, 391, 631
- Harris, W. E. 1996, Ap&SS, 267, 95
- Hasinger, G., Altieri, B., Arnaud, M., et al. 2001, A&A, 365, L45
- Hut, P., McMillan, S., Goodman, J., et al. 1992, PASP, 104, 981
- Jansen, F., Lumb, D., Altieri, B., et al. 2001, A&A, 365, L1
- Johnston, H. M., Kulkarni, S. R., & Goss, W. M. 1991, ApJ, 382, L89
- Kong, A. K. H., McClintock, J. E., Garcia, M. R., Murray, S. S., & Barret, D. 2002, ApJ, 570, 277
- Narayan, R., Garcia, M. R., & McClintock, J. E. 2002, in Proc. IX Marcel Grossmann Meet., ed. V. Gurzadyan, R. Jantzen, & R. Ruffini (Singapore: World Scientific), in press [astro-ph/0107387]
- Pavlov, G. G., Shibano, Y. A., & Zavlin, V. E. 1992, MNRAS, 253, 193
- Pfahl, E., Rappaport, S., & Podsiadlowski, P. 2002, ApJ, 573, 283
- Pooley, D., Lewin, W. H. G., Homer, L., et al. 2002a, ApJ, 569, 405
- Pooley, D., Lewin, W. H. G., Homer, L., et al. 2002b, ApJ, 573, 184
- Ransom, S. M., Hessels, J. W. T., Stairs, I. H., et al. 2002, Radio Pulsars, ASP Conf. Ser., ed. M. Bailes, D. Nice, & S. Thorsett [astro-ph 0211160]
- Rutledge, R. E., Bildstein, L., Brown, E. F., Pavlov, G. G., & Zavlin, V. E. 2002, ApJ, 578, 405
- Strüder, L., Briel, U., Dennerl, K., et al. 2001, A&A, 365, L18
- Taylor, J. H., Manchester, R. N., & Lyne, A. G. 1993 ApJS, 88, 529
- Turner, M. J. L., Abbey, A., Arnaud, M., et al. 2001, A&A, 365, L27
- Verbunt, F., Elson, R., & van Paradijs, J. 1984, MNRAS, 210, 899
- Verbunt, F. 2001, A&A, 368, 137
- Verbunt, F. 2002, in New horizons in globular cluster astronomy, ed. G. Piotto, G. Meylan, G. Djorgovski, & M. Riello, ASP Conf. Ser. [astro-ph 0210057]
- Webb, N. A., Gendre, B., & Barret, D. 2002, A&A, 381, 481
- Zavlin, V. E., Pavlov, G. G., & Shibano, Y. A. 1996, A&A, 315, 141

La boîte d'erreur du candidat binaire X avec une étoile à neutrons a été observée à plusieurs reprises par la caméra WFPC2 du Télescope Spatial Hubble. Les filtres utilisés lors des observations étaient les filtres F336W (Cousin U), F555W (Cousin V) et F785LP (proche du filtre Cousin I). Le Tableau 7 indique le journal des observations.

Date d'observation	Durée de pose (sec)	Nombre de poses	Filtre utilisé
13 et 14 janvier 1996	140	4	F336W
10 novembre 1999	80	5	F555W
22 avril 2000	26	4	F555W
22 avril 2000	26	4	F785LP

Tableau 7 : Journal des observations optique du candidat binaire X avec une étoile à neutrons.

Les sources présentant un excès de luminosité en B ou U sont de bons candidats contreparties optiques des binaires X (Edmond et al. 2002). J'ai donc recherché les sources présentant un tel excès dans la boîte d'erreur de notre candidat binaire X.

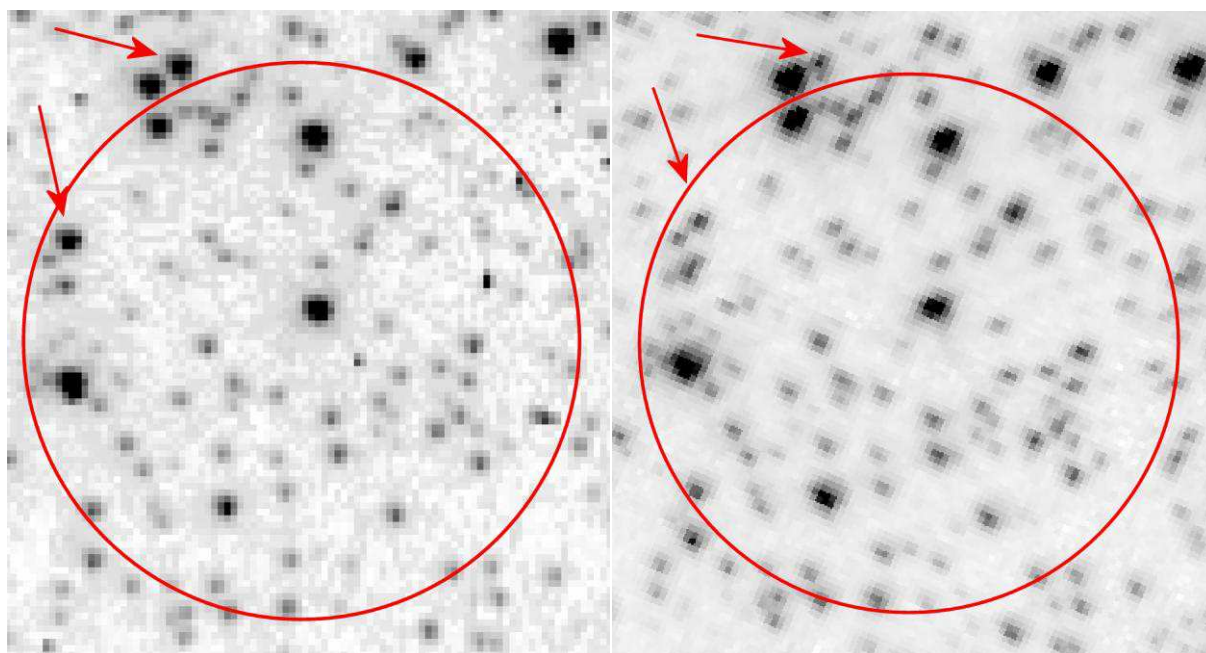


Figure 28 : Boîte d'erreur du candidat binaire X de faible masse dans M13 observée avec le HST. A gauche, l'image prise dans le filtre F336W (U). A droite, l'image prise dans le filtre F555W (V). Sur les deux images, le cercle représente la boîte d'erreur sur la position du candidat binaire X (tenant compte de l'incertitude systématique de XMM-Newton). Les deux flèches indiquent les candidats potentiels.

Dans la boîte d'erreur sur la position XMM-Newton du candidat binaire X (Figure 28), une seule source brillante en U est observée (flèche du bas). A la limite de la boîte d'erreur (exprimée à 99 % de confiance), une seconde source brillante en U est observable (flèche du haut). Le Tableau 8 indique les positions de ces deux candidats contreparties optiques (basées sur l'astrométrie du HST lors des poses du 22 avril 2000).

Les deux candidats sont entourés d'étoiles assez lumineuses à travers le filtre V (voir la Figure 28). Le Tableau 9 indique des magnitudes obtenues par une méthode de photométrie d'ouverture (l'erreur est de l'ordre de +/- 0.2 magnitudes).

Candidat	Ascension droite	Déclinaison	Erreur de position
Intérieur	16 ^h 41 ^m 43.6 ^s	36° 28' 2.1''	0.1''
Extérieur	16 ^h 41 ^m 43.4 ^s	36° 28' 0.4''	0.1''

Tableau 8 : Position des candidats contrepartie optique à la binaire X avec étoile à neutrons détectée dans M13. Les positions sont indiquées en coordonnées J2000, l'erreur statistique sur ces position en secondes d'arc. Une incertitude systématique de 0.5 secondes d'arc doit être ajoutée à l'erreur statistique.

Candidat	Magnitude F336W	Magnitude F555W	Magnitude F785LP
Intérieur	17.4	17.6	18.0
Extérieur	17.2	17.5	---

Tableau 9 : Magnitudes observées des deux candidats dans les filtres F336W (U), F555W (V) et F785LP (~I). L'erreur sur chaque magnitude est d'environ 0.2 magnitudes. La magnitude F785LP du candidat extérieur ne peut pas être déterminée à cause d'une étoile brillante très proche du candidat.

La comparaison des magnitudes U et V des deux candidats et celles de contreparties optiques de binaires X de faible masse connues peut être utilisée pour confirmer l'association proposée. Je me suis servi des binaires X Cen X-4 et 47 Tuc X-5.

Cen X-4 est une transitoire X très connue, étudiée récemment en quiescence (voir par exemple Campana et al. 2003). J'ai également utilisé 47 Tuc X-5, qui se trouve dans un amas globulaire (Edmonds et al. 2002), afin de vérifier que les transitoires X du disque sont équivalentes aux binaires X de faible masse des amas globulaires. J'ai corrigé les magnitudes U et V de ces deux objets pour les ramener à la distance de M13. Cette correction est faite avec les cartes et formules de Schlegel et al. (1998) pour corriger de la différence d'absorption et en tenant compte des distances indiquées dans Harris (4.5 kpc, 1999) pour 47 Tuc X-5 et dans Kaluzienski et al. (1.2 kpc, 1980) pour Cen X-4. Le Tableau 10 regroupe ces magnitudes corrigées. Les deux contreparties possibles présentent une luminosité en U et V supérieure à celles de Cen X-4 et 47 Tuc X-5 mais une luminosité X similaire à ces deux binaires. Il semble donc que les candidats soient plus brillants que ce que l'on pourrait attendre, mais tant que la période orbitale de la source de M13 est inconnue, il est difficile de tirer une conclusion.

Binaire X	Magnitude U	Magnitude V	Luminosité X (erg s ⁻¹)
Cen X-4	20.9	21.9	2.5 x 10 ³²
47 Tuc X-5	23.7	22.8	1.4 x 10 ³³ (0.5-2.5keV)
Candidat intérieur	17.4	17.6	(4.3 ± 0.4) x 10 ³²
Candidat extérieur	17.2	17.5	(4.3 ± 0.4) x 10 ³²

Tableau 10 : Magnitudes corrigées de Cen X-4 et 47 Tuc X-5 comparées aux magnitudes des deux candidats contrepartie optique. Les corrections tiennent compte de la distance et de l'absorption galactique. La luminosité X est calculée entre 0.5 et 5.0 keV sauf pour 47 Tuc X-5 (0.5-2.5 keV).

1.5 Les sources variables du champ de XMM-Newton

1.5.1 La source ROSAT Gb

La luminosité de la source ROSAT Gb était 2.5 x 10³¹ erg s⁻¹ lors de l'observation de XMM-Newton et 3.8 x 10³² erg s⁻¹ lors de celle de ROSAT (les deux luminosités sont indiquées dans la bande 0.5-5.0 keV). Cette source a donc varié en luminosité d'un facteur ~ 15 entre deux observations distantes d'environ 9 ans. Son spectre est dur.

Il est impossible de contraindre la nature de cet objet à partir de son seul spectre X. Si l'hypothèse d'une binaire X de faible masse en quiescence contenant une étoile à neutrons semble exclue par le spectre dur, il pourrait s'agir d'une variable cataclysmique, d'une binaire

active ou d'un AGN variable. La probabilité que cette source ne soit pas associée à l'amas est 24 %, rendant l'hypothèse d'un AGN moins probable.

Je propose que cette source soit une variable cataclysmique ou une binaire active de type RS CVn, mais sans identification formelle.

1.5.2 La source XMM-Newton 4

La source XMM-Newton numéro 4 est située dans le cœur de l'amas. Son spectre est assez dur, sa luminosité de $2.8 \pm 0.4 \times 10^{32} \text{ erg s}^{-1}$ dans la bande 0.5-2.5 keV. J'ai ré-analysé les données d'archive de ROSAT (avec le logiciel PROS, complément du système d'analyse IRAF). Je n'ai pas détecté cette source dans les données, et j'ai calculé une luminosité limite de $1.2 \times 10^{32} \text{ erg s}^{-1}$ dans la bande 0.5-2.5 keV. Le flux de cette source doit donc avoir varié d'un facteur supérieur à 2.

Le spectre de cette source est contaminé par la présence de la binaire X de faible masse en quiescence. Cependant, il montre un excès de photons à haute énergie (au delà de 4 keV et de la composante thermique de la binaire X de faible masse). Une fois encore, ces caractéristiques de spectre et de variabilité sont compatibles avec celles d'un AGN, d'une variable cataclysmique ou d'une binaire active. La probabilité que cette source ne soit pas associée à l'amas est 2 %, compte tenu de sa forte luminosité. L'hypothèse d'un AGN est donc très peu probable.

Je propose que cette source soit une binaire active de type RS CVn ou une variable cataclysmique.

1.5.3 Les sources hors du rayon de demi-masse

Plus de la moitié des sources situées hors du rayon de demi-masse ont des contreparties dans les catalogues USNO ou 2MASS. Les boîtes d'erreurs sont cependant assez importantes pour que des coïncidences de position soient possibles (la probabilité d'observer un objet du catalogue USNO projeté par chance sur une boîte d'erreur de XMM-Newton est $\sim 20\%$).

Certaines associations sont toutefois possibles. La source ROSAT D a été détectée par ROSAT avec un flux non absorbé de $3.8 \times 10^{-13} \text{ erg s}^{-1}$ dans la bande 0.5-5.0 keV. XMM-Newton a résolu cette source en deux composantes de flux $1.2 \times 10^{-14} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$ et $0.8 \times 10^{-14} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$ (l'erreur sur les flux est de $0.2 \times 10^{-14} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$). Or, deux astres du catalogue USNO (USNO A2.0 1200-07986334 et USNO A2.0 1200-07986328) se trouvent à cette position. Ces deux sources peuvent être les deux astres USNO. Un des deux astres aurait manifesté un sursaut d'activité lors de l'observation de ROSAT.

2 L'amas globulaire M22

2.1 Que savions nous de cet amas ?

L'amas globulaire M22 (Figure 29) se trouve dans la constellation du Sagittaire, à 3.2 kpc (Harris, 1999). Il s'agit d'un amas brillant qui possède un cœur de grande taille (85.11 secondes d'arc, Harris 1999). Comme le montre la Figure 30, cet amas se trouve dans une région où l'absorption interstellaire n'est pas négligeable ($N_H = 2.2 \times 10^{21} \text{ cm}^{-2}$, Harris 1999).

Cet amas a été observé par EINSTEIN et ROSAT. Quatre sources X faibles, dont une se trouvait dans le cœur, ont été détectées par EINSTEIN (Hertz & Grindlay 1983b). Six nouvelles sources, toutes situées hors du rayon de demi-masse (Johnston et al. 1994, Verbunt 2001) ont ensuite été détectées par ROSAT.



Figure 29 : L'amas globulaire M22. Crédit photo : N.A.Sharp, Research Experiences for Undergraduates program, National Optical Astronomy Observatory/Association of Universities for Research in Astronomy/National Science Foundation.

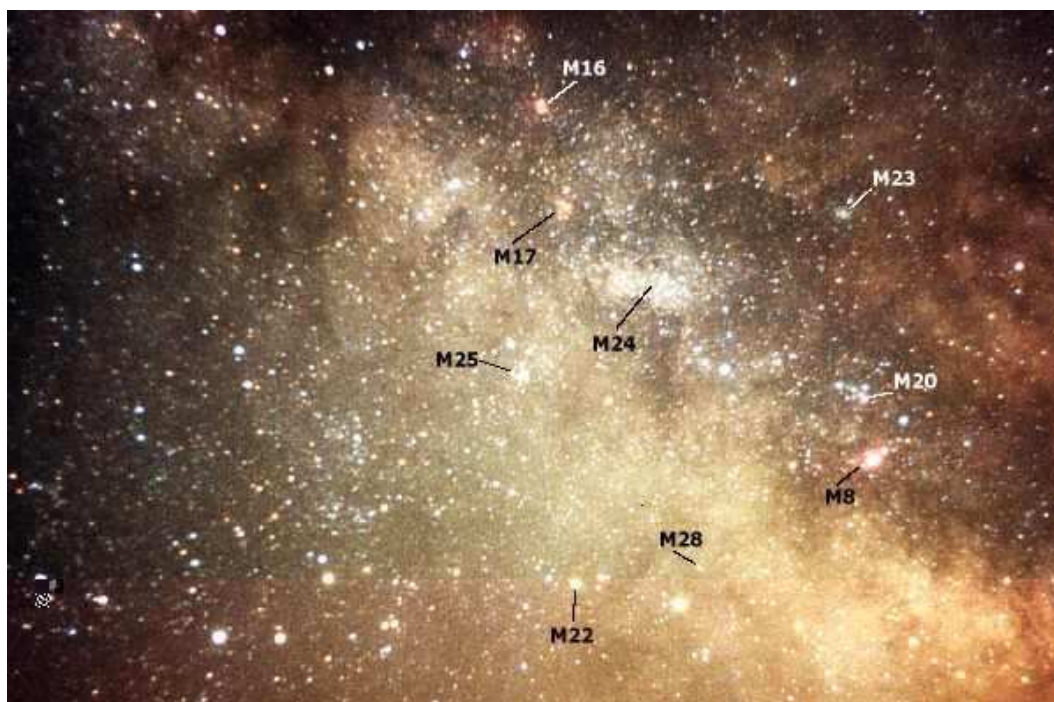


Figure 30 : Vue optique de la constellation du sagittaire. Les objets du catalogue de Messier présents sur l'image, dont les amas globulaires M22 et M28 sont indiqués.

M22 a été également observé par le télescope optique AAT les 15 et 16 août 2001 dans le but d'identifier les contreparties des sources XMM-Newton. Les données ont été traitées au CESR pendant l'été 2003 (Webb et al. 2004). Malheureusement les données sont difficilement exploitables du fait de la surexposition du cœur de l'amas.

2.2 L'observation de XMM-Newton

L'observation de M22 par XMM-Newton s'est déroulée les 19 et 20 septembre 2000 pendant 40 kilosecondes, en mode Full Frame, avec des filtres moyens. Un sursaut de protons s'est produit pendant cette observation, conduisant à la perte d'environ 15 kilosecondes de données. La luminosité limite était de $6.8 \times 10^{30} \text{ erg s}^{-1}$ (au centre du champ de vue, par un corps noir à 0.6 keV).

Un incident technique a affecté l'observation de XMM-Newton, causant la perte des données d'attitude du satellite pendant les 5 premières kilosecondes. J'ai re-généré l'attitude à partir des données, puis re-calibré l'astrométrie de l'observation.

La publication de Webb et al. 2002 citée par la suite est jointe en annexe (pages 147 et suivantes). Les différences qui peuvent apparaître entre la publication et ce mémoire sont dues à des différences du logiciel d'analyse : les résultats indiqués dans la publication ont été obtenus avec la version 5.0.0 du SAS alors que les résultats présentés par la suite l'ont été avec la version 5.4.1 du SAS. Les différences les plus importantes résultent de l'amélioration des programmes de détection de sources, ce qui conduit à la détection d'un plus grand nombre de sources.

2.3 Le contenu du champ de vue

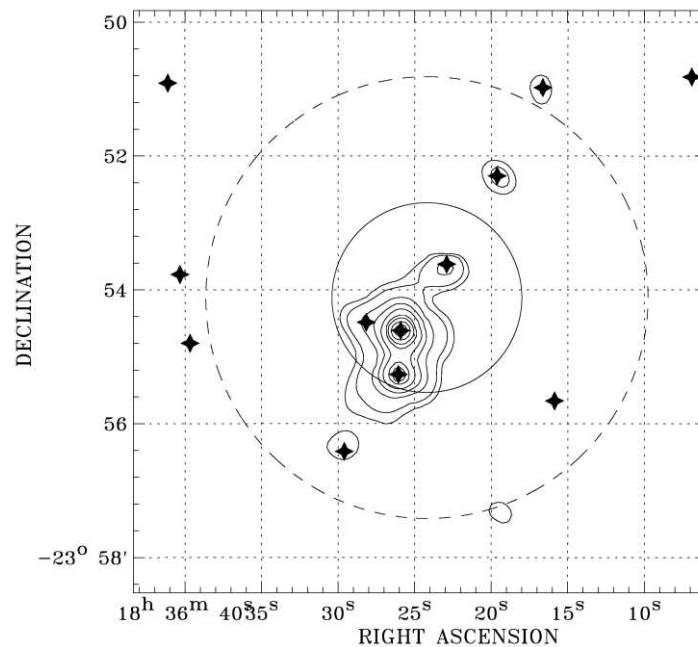


Figure 31 : Image en contour du cœur de M22. Les cercles représentent le rayon de cœur (trait plein) et de demi-masse de l'amas (pointillés). Les sources détectées sont indiquées par les étoiles pleines.

2.3.1 Dans le cœur et le rayon de demi-masse

Sept sources ont été détectées par XMM-Newton dans le rayon de demi-masse (voir Figure 31). Quatre de ces sources se trouvent dans le cœur. Une seule de ces sept sources était connue auparavant avec ROSAT (Johnston et al. 1994, Verbunt 2001). Sa luminosité était 1.8

$\times 10^{32} \pm 0.6 \times 10^{32} \text{ erg s}^{-1}$ (calculée dans la bande 0.5-5.0 keV) en mars 1991 et $1.0 \times 10^{32} \pm 0.3 \times 10^{32} \text{ erg s}^{-1}$ en mars 1993.

2.3.2 Dans le reste du champ de vue

Dans le reste du champ de vue, 63 sources ont été détectées, dont sept sources ROSAT (Johnston et al. 1994, Verbunt 2001). Une de ces sources attire particulièrement l'attention (présentée sur la Figure 32). Il s'agit d'une source étendue, détectée par EINSTEIN et ROSAT. Cette source possède les caractéristiques (taille, spectre, luminosité) d'un amas de galaxies situé en arrière plan de l'amas globulaire (Webb et al. 2002, 2004).

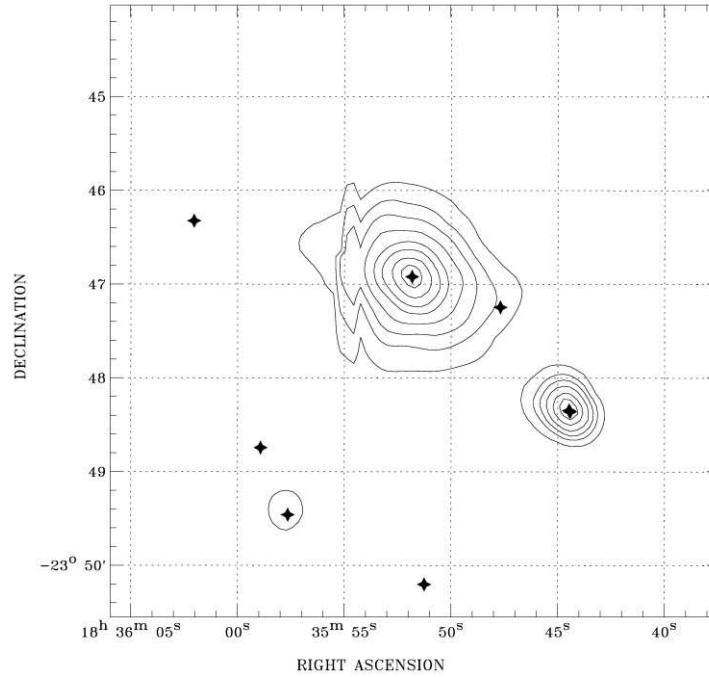


Figure 32 : Image de la source étendue de M22. Comme sur la Figure 31, les sources détectées sont indiquées avec des étoiles pleines. La déformation à gauche de cette source est due à la présence d'un bord de CCD.

2.3.3 L'estimation du nombre de sources associées à l'amas

J'ai indiqué en II que l'estimation du nombre de sources du fond est biaisée lorsque l'absorption interstellaire dans le champ considéré est très supérieure à celle du champ de référence. En effet, le nombre de sources du fond dans un champ fortement absorbé est alors surestimé. Ce biais joue également lorsque le spectre des sources détectées est très différent du spectre X moyen des objets extragalactiques (une loi de puissance d'indice spectral 2, Hasinger et al. 2001). Si le spectre des sources détectées est très mou (donc très affecté par l'absorption) le flux corrigé de l'absorption sera sous-estimé. Cela conduira encore à une surestimation du nombre de sources du fond.

Les parties les plus externes du champ de vue (au delà de 12 minutes d'arc du centre) des amas peu absorbés M13 et Oméga du Centaure ne contiennent aucune source associée à l'amas (à plus de 90 % de confiance). En supposant que ce fait soit vrai pour tous les amas, et en connaissant la fonction de vignetting des miroirs (donnée par Ehle et al. 2003) et la répartition en luminosité des sources X de fond (donnée par Hasinger et al. 2001), on peut estimer le nombre de sources de fond à partir du nombre de sources détectées dans ces parties externes. J'ai utilisé cette méthode pour estimer le nombre de sources de fond du champ de vue de M22. Les résultats sont indiqués dans le Tableau 11

Hypothèse testée	Nombre de sources détectées	Nombre de sources de fond	Probabilité
Quel est le nombre de sources du fond dans le cœur ?	4	0, 1, 2	93.4 %
Quel est le nombre de sources du fond dans le rayon de demi-masse ?	7	4, 5, 6, 7	97.4 %
La source la plus brillante du cœur est elle une source du fond ?	1	1	9.2 %
La seconde source plus brillante du cœur est elle une source du fond ?	1	1	10.4 %
La troisième source plus brillante du cœur est elle une source du fond ?	1	1	58.1 %
Toutes les sources situées hors du rayon de demi-masse sont elles des sources du fond ?	63	63	90.4 %

Tableau 11 : Intervalles de confiance et probabilités associées aux diverses hypothèses d'association des sources à l'amas

Une (± 1) source de fond est attendue dans le cœur de l'amas (à 93.4 % de confiance), mais 5 ± 2 sources sont attendues dans le rayon de demi-masse de l'amas (à 99.6 % de confiance). Les sources extragalactiques brillantes sont moins nombreuses que les sources extragalactiques peu lumineuses (Hasinger et al. 2001). En tenant compte de ce fait, les probabilités que les trois plus brillantes sources du cœur soient associées à l'amas sont 90.8 %, 89.6 % et 41.9 % respectivement. La source la plus brillante du cœur peut donc être associée à l'amas (à 90 % de confiance). La seconde source du cœur pourrait également l'être, mais à moins de 90 % de confiance.

2.4 Les sources du rayon de demi-masse

2.4.1 La source centrale

Le spectre et la courbe de lumière de la source la plus brillante du cœur de l'amas sont présentés sur la Figure 33.

Le spectre de cette source a été ajusté par divers modèles spectraux, résumés dans le Tableau 12. Ces ajustements sont bons pour des modèles de loi de puissance ou de rayonnement de Bremsstrahlung. Il s'agit d'un spectre dur.

Un modèle d'atmosphère d'hydrogène d'une étoile à neutrons, complété par une loi de puissance (pour tenir compte de l'émission à haute énergie), présente un très mauvais ajustement ($\chi^2_{\nu} > 10$), si la composante thermique représente au moins 50 pour cent de la luminosité totale. Ceci rend peu probable la possibilité qu'il s'agisse d'une transitoire X en quiescence contenant une étoile à neutrons.

La courbe de lumière n'indique pas de variations significatives au cours de l'observation de XMM-Newton : la probabilité que le flux de cette source soit constant, étudiée par un test de KS est de 20 %. La luminosité observée lors de l'observation de ROSAT ($1.8 \times 10^{32} \pm 0.6 \times 10^{32} \text{ erg s}^{-1}$ dans la bande 0.5-2.5 keV), comparée à celle de XMM-Newton ($8.7 \times 10^{31} \pm 0.5 \times 10^{31} \text{ erg s}^{-1}$ dans la même bande) implique une variation d'un facteur ~ 2 .

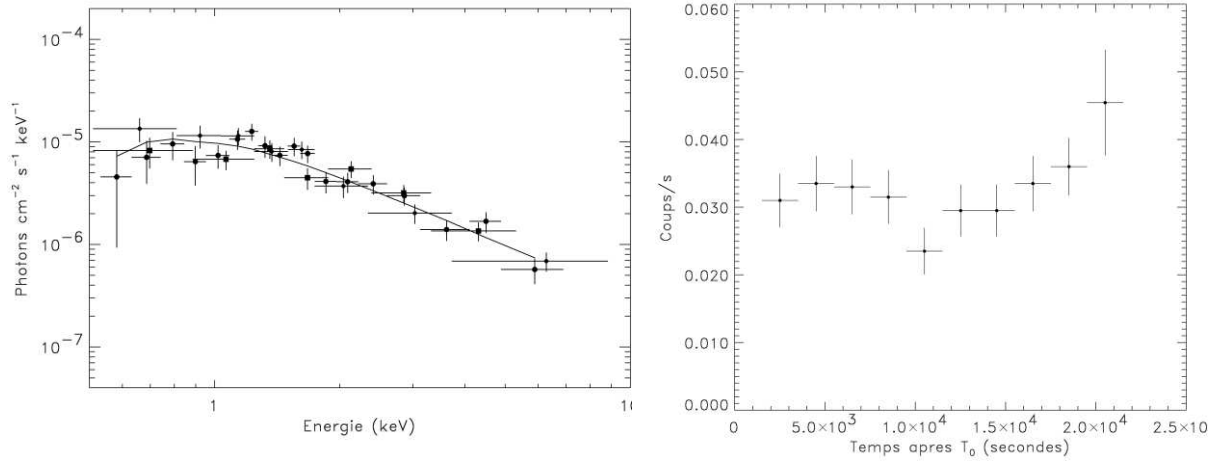


Figure 33 : spectre (à gauche) et courbe de lumière (à droite) de la source centrale de M22. Le spectre (données des trois caméras EPIC) est ajusté avec un modèle de loi de puissance absorbé. La courbe de luminosité (données PN) est présentée avec un regroupement par intervalle de 1000 secondes. T_0 représente la date de la fin du sursaut de protons s'étant produit pendant l'observation.

Modèle	N_H (10^{22} cm^{-2})	Paramètre	Valeur (keV ou autre)	Degré de liberté	χ^2_v	Flux (10^{-14} erg $\text{cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$)	Luminosité (10^{32} erg s^{-1})
Loi de puissance	0.2 (fixe)	Indice spectral	1.7 ± 0.2	29	1.12	9.8 ± 0.4	1.23 ± 0.05
Bremsstrahlung	0.2 (fixe)	Température	5 ± 2	29	1.03	8.8 ± 0.4	1.10 ± 0.05
Corps noir	0.2 (fixe)	Température	0.6 ± 0.1	29	3.00	5.9 ± 0.4	0.74 ± 0.05
Loi de puissance	0.3 ± 0.2	Indice spectral	2.0 ± 0.3	28	1.05	10.5 ± 0.5	1.32 ± 0.07
Bremsstrahlung	0.2 ± 0.7	Température	5.0 ± 2.3	28	1.07	8.8 ± 0.4	1.10 ± 0.05
Corps noir	0.0 ± 0.2	Température	0.7 ± 0.1	28	2.08	5.9 ± 0.4	0.74 ± 0.05

Tableau 12 : Ajustements spectraux réalisés pour la source centrale de M22. La valeur de la colonne de densité a été fixée puis laissée libre lors des ajustements. Le flux est indiqué dans la bande d'énergie 0.5 – 5.0 keV et est non absorbé. La luminosité est calculée pour une distance assumée de 3.2 kpc.

Les variables cataclysmiques ont des spectres compatibles avec des modèles de Bremsstrahlung. Elles sont également connues pour présenter des variations (voir page 22). Compte tenu de la luminosité et du spectre de cette source, il pourrait donc s'agir d'une variable cataclysmique.

2.4.2 La seconde source du cœur

Cette source se trouve à 36 secondes d'arc de la source centrale de l'amas. Son spectre et sa courbe de lumière sont représentés sur la Figure 34.

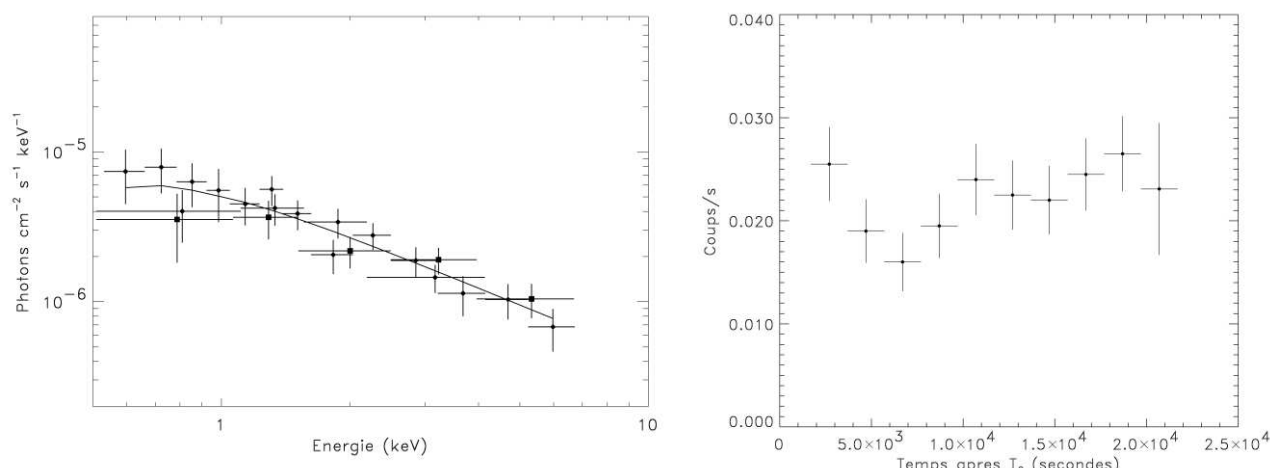


Figure 34 : Spectre (à gauche) et courbe de lumière (à droite) de la source numéro 4 de l'amas M22. Cette source est la seconde source du cœur par ordre de luminosité. Le spectre (données des trois caméras EPIC) est représenté avec un modèle de loi de puissance. La courbe de lumière (données de la caméra PN) est représentée avec un regroupement par intervalle de 2000 secondes. T_0 représente la date de fin du sursaut de protons s'étant produit pendant l'observation.

Modèle	N_H (10^{22} cm^{-2})	Paramètre	Valeur (keV ou autre)	Degré de liberté	χ^2_v	Flux ($10^{-14} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$)	Luminosité ($10^{32} \text{ erg s}^{-1}$)
Loi de puissance	0.2 (fixe)	Indice spectral	1.4 ± 0.2	18	0.78	7.3 ± 0.6	0.91 ± 0.08
Bremsstrahlung	0.2 (fixe)	Température	27.45	18	0.84	---	---
Corps noir	0.2 (fixe)	Température	0.8 ± 0.1	18	2.76	4.2 ± 0.4	0.52 ± 0.06
Loi de puissance	0.1 ± 0.2	Indice spectral	1.2 ± 0.2	17	0.69	7.4 ± 0.6	0.93 ± 0.08
Bremsstrahlung	0.1	Température	147	17	0.69	---	---
Corps noir	0.0 ± 0.01	Température	0.9 ± 0.2	17	1.96	4.2 ± 0.4	0.52 ± 0.06

Tableau 13 : Ajustements spectraux réalisés pour la seconde source du cœur de M22. La valeur de la colonne de densité a été fixée puis laissée libre lors des ajustements. Le flux, indiqué dans la bande d'énergie 0.5 – 5.0 keV, est non absorbé. La luminosité est calculée pour une distance de 3.2 kpc. Le modèle de rayonnement de bremsstrahlung n'est pas contraint, aussi les erreurs sont inconnues (supérieures à ± 200 keV pour la température).

Le spectre de cette source a été ajusté par divers modèles spectraux, résumés dans le Tableau 13. L'ajustement est bon pour un modèle de loi de puissance. Un modèle de corps noir n'est pas acceptable. Un modèle de rayonnement de Bremsstrahlung n'est pas contraint. Le spectre observé, encore plus dur que celui de la source centrale de l'amas, rend peu probable la possibilité qu'il s'agisse d'une transitoire X en quiescence contenant une étoile à neutrons.

Cette source ne présente pas de variations significatives (sa probabilité de constance est 0.22) et possède toutes les caractéristiques spectrales d'une variable cataclysmique.

Il pourrait aussi s'agir d'une binaire X contenant un trou noir entouré d'un ADAF. Ces objets ont un spectre dur et une luminosité du même ordre de grandeur (Kong et al. 2002, Hameury et al. 2003). En particulier, un candidat trou noir en quiescence, GRO J1655-40, présente le même type de spectre et la même luminosité que cette source (Hameury et al. 2003).

2.5 Les diagrammes de couleurs de l'amas

Les diagrammes de couleurs des sources de cet amas sont présentés sur la Figure 35 et la Figure 36.

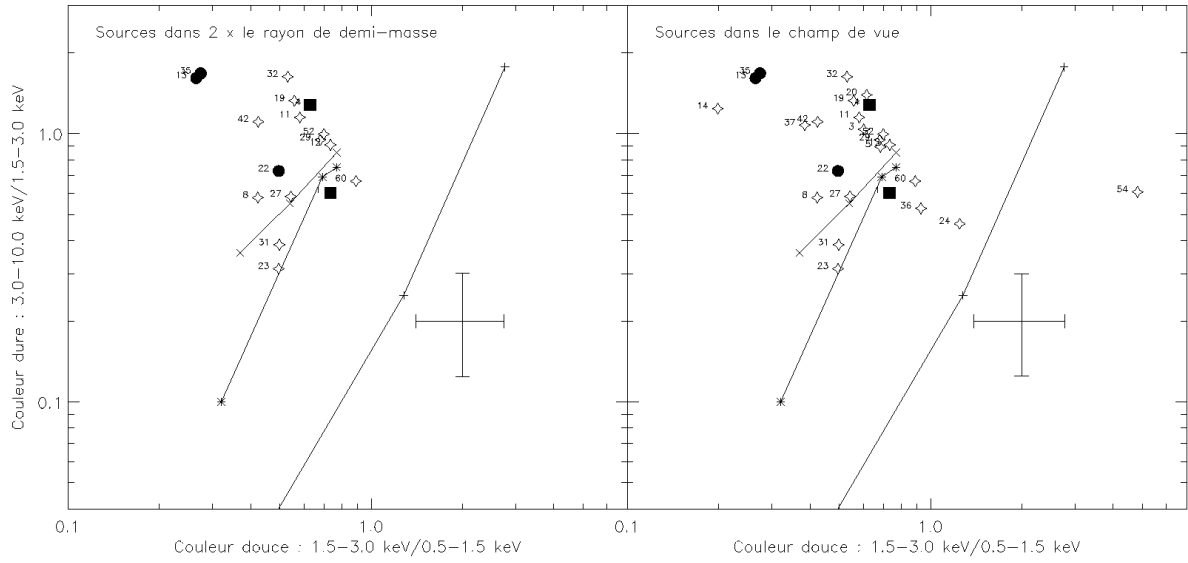


Figure 35 : diagramme couleur-couleur de M22. A gauche, les sources détectées dans deux fois le rayon de demi-masse. Les deux sources étudiées spectralement sont représentées par deux carrés pleins. Les autres sources du rayon de demi-masse sont représentées par les ronds pleins. Une barre d'erreur moyenne est indiquée. Les lignes représentent les couleurs attendues pour un spectre de loi de puissance (croix), de Bremsstrahlung (étoiles) et de corps noir (plus). A droite, le même diagramme pour toutes les sources du champ de vue.

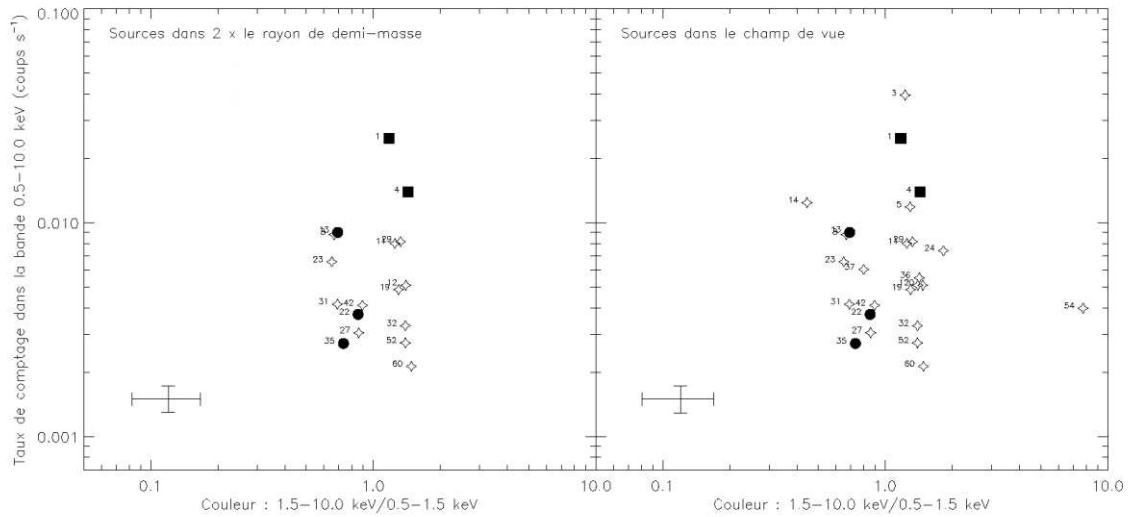


Figure 36 : diagramme couleur-luminosité de M22. A gauche, les sources détectées dans deux fois le rayon de demi-masse. Les symboles sont les mêmes que ceux de la Figure 35. A droite, le même diagramme pour toutes les sources du champ de vue. Une barre d'erreur représentative est indiquée. Les couleurs de la Figure 35 et la couleur utilisée dans cette figure sont différentes (afin d'augmenter la signification statistique de la valeur de la couleur et donc de réduire la barre d'erreur sur la couleur).

Une transitoire X en quiescence similaire à celle détectée dans Oméga du Centaure aurait dans le diagramme de la Figure 35 une couleur douce de 0.1 et une couleur dure de 1.5×10^{-3} (ces couleurs tiennent compte de la différence d'absorption entre Oméga du Centaure et M13). Sa couleur dans le diagramme de la Figure 36 serait 0.1, et son taux de comptage serait de 0.41 coups par seconde. Il n'y a pas d'objets similaires à une binaire X de faible masse quiescente contenant une étoile à neutrons dans M22.

Il n'y a pas une très grande dispersion de couleurs et de luminosités entre $7.8 \times 10^{30} \text{ erg s}^{-1}$ et $4.0 \times 10^{31} \text{ erg s}^{-1}$ (le facteur de conversion entre le taux de comptage et la luminosité est $3.32 \times 10^{33} \text{ erg s}^{-1} \text{ coup}^{-1} \text{ s}$). J'ai inclus sur la Figure 35 les couleurs attendues pour divers modèles spectraux. Ces modèles sont une loi de puissance (indice spectral 2.5, 2.0 et 1.5), un rayonnement de Bremsstrahlung (température 1 keV, 5 keV et 10 keV) et un rayonnement de corps noir (température 0.6 keV et 1.5 keV). Ces modèles tiennent compte de l'absorption galactique. Les sources détectées ont des couleurs compatibles avec les modèles de loi de puissance (indice 1.5 ou 2.0) ou de Bremsstrahlung (température 5 keV ou 10 keV). Elles sont donc spectralement dures.

3 L'amas globulaire NGC 6366

3.1 Que savions nous de cet amas ?

L'amas NGC 6366 (Figure 37) se trouve dans la constellation de l'Ophiucus. Il est très proche (3.6 kpc, Harris 1999) et possède un cœur de grande taille apparente (109.8 secondes d'arc, Harris 1999). Comme M22, il est relativement absorbé ($N_H = 1.4 \times 10^{21} \text{ cm}^{-2}$, Dickey & Lockman 1990).

Six sources ont été détectées par ROSAT dans la direction de l'amas (Johnston et al. 1996). Une seule de ces sources se trouve dans le cœur. Chandra a également observé l'amas avec l'instrument ACIS-I. Les données étaient en cours de publication (voir Pooley 2003a, 2003b) lors de la rédaction de ce mémoire.



Figure 37 : Image de l'amas NGC6366, situé dans la constellation de l'Ophiucus.

3.2 L'observation de XMM-Newton

L'observation XMM-Newton a eu lieu les 18 et 20 septembre 2001, en mode Full Frame avec des filtres épais. Suite à un problème électronique, elle a été réalisée avec la caméra PN arrêtée, et une seconde observation a eu lieu les 20 et 24 février 2002. L'amas a donc été observé pendant 80.4 kilosecondes. Des sursauts de protons ont été enregistrés durant chaque partie de cette observation, laissant 63.7 kilosecondes des données MOS et 16.5 kilosecondes des données PN exploitables. Les caméras MOS atteignent pour cette observation une limite de détection plus faible que la caméra PN. J'ai donc rejeté, dans ce cas particulier, les sources PN non corrélées avec une source MOS. La luminosité limite atteinte lors de l'observation est 2.3×10^{31} erg s⁻¹ dans la bande 0.5-5.0 keV (pour un spectre de corps noir de température 0.6 keV).

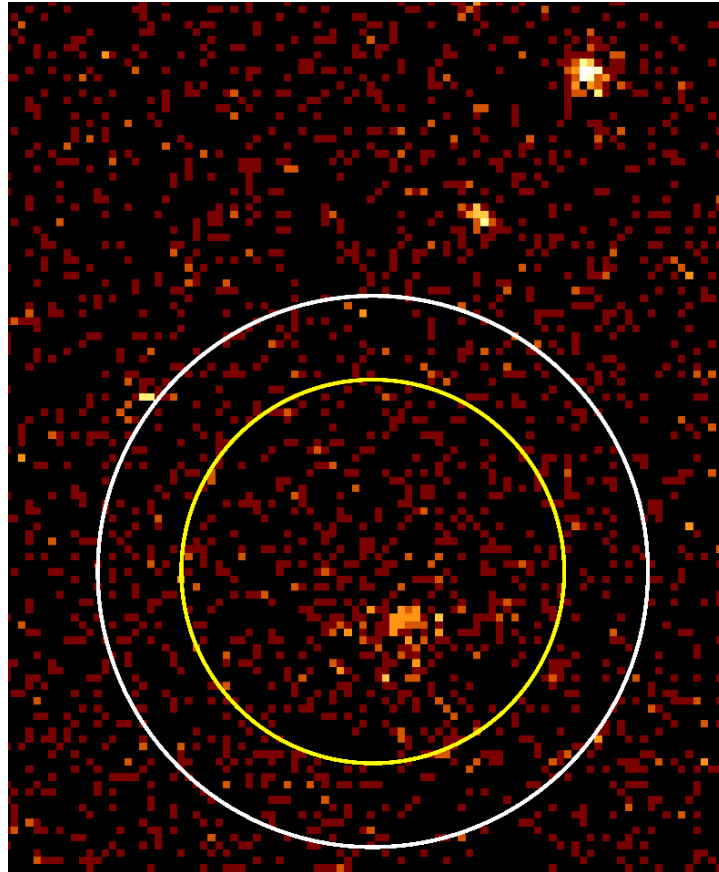


Figure 38 : image du centre du champ de vue de NGC 6366. Les cercles représentent les rayons de cœur (cercle intérieur) et de demi-masse (cercle extérieur).

3.3 Les sources détectées

3.3.1 Dans le cœur et le rayon de demi-masse

Une seule source a été détectée dans le rayon de demi-masse. Cette source se trouve dans le cœur de l'amas. Sa luminosité est 5.5×10^{31} erg s⁻¹ dans la bande 0.5-5.0 keV. Ceci implique une variation d'un facteur 4 entre l'observation de XMM-Newton et celle de ROSAT.

Elle est étendue (plus de dix secondes d'arc) et de forme irrégulière (voir Figure 38 et Figure 39). Grâce à Chandra, elle a été résolue en un ensemble de plusieurs sources (Figure 39).

La luminosité de chaque composante de cette source est inférieure à 5.5×10^{31} erg s⁻¹. Or, les binaires X de faible masse en quiescences contenant une étoile à neutrons connues ont toutes

une luminosité supérieure à $5 \times 10^{31} \text{ erg s}^{-1}$. J'exclus donc qu'une des sources de cet ensemble non résolu soit une transitoire X en quiescence contenant une étoile à neutrons. Ceci est confirmé par Pooley et al. (2003b).

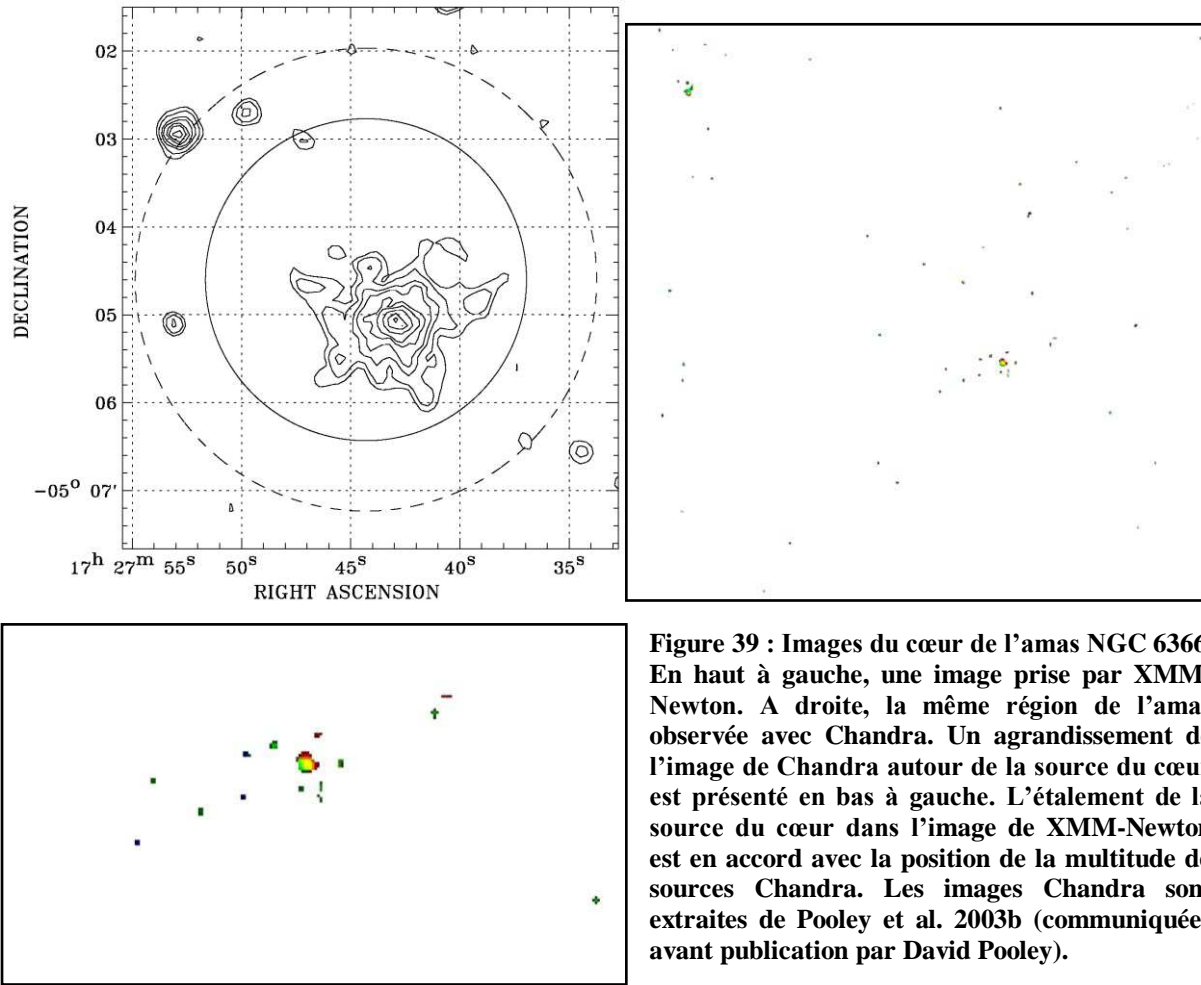


Figure 39 : Images du cœur de l'amas NGC 6366. En haut à gauche, une image prise par XMM-Newton. A droite, la même région de l'amas observée avec Chandra. Un agrandissement de l'image de Chandra autour de la source du cœur est présenté en bas à gauche. L'étalement de la source du cœur dans l'image de XMM-Newton est en accord avec la position de la multitude de sources Chandra. Les images Chandra sont extraites de Pooley et al. 2003b (communiquées avant publication par David Pooley).

3.3.2 Dans le reste du champ de vue

Trente sources ont été détectées par XMM-Newton à l'extérieur du rayon de demi-masse. Trois des quatre sources découvertes par ROSAT se situant dans le champ de vue de XMM-Newton (dont la source du cœur ROSAT 4), ont été détectées. La source ROSAT 6 ne montre pas de variations notables, mais ROSAT 3 présente une variation d'un facteur 1.6 entre les deux observations.

3.3.3 L'estimation du nombre de sources associées à l'amas

L'observation de XMM-Newton n'est pas d'un grand intérêt du fait de la confusion des sources. L'observation de Chandra a indiqué que 1 ± 1 source était associée à l'amas dans le rayon de demi-masse (à la luminosité limite de $4 \times 10^{30} \text{ erg s}^{-1}$, Pooley et al. 2003a).

4 La nature des sources X faibles des amas

Les plus lumineuses ($L_X \sim 10^{33} \text{ erg s}^{-1}$) des sources X faibles sont des binaires X de faible masse avec une étoile à neutrons en quiescence (Verbunt et al. 1984, Gendre et al. 2003a, 2003b, Pooley et al. 2003a). Des variables cataclysmiques sont également présentes avec des luminosités de l'ordre de $L_X \sim 10^{32} \text{ erg s}^{-1}$ (Hertz & Grindlay 1983b, Carson et al. 2000, Gendre et al. 2003a).

Des binaires actives (Cool et al. 2002, Gendre et al. 2003a, Grindlay et al. 2001a), et des pulsars milliseconde (Grindlay et al. 2001a, 2001b, 2002) sont observés à des luminosités inférieures ($L_X \sim 10^{29}$ - 10^{31} erg s⁻¹).

Enfin, certaines de ces sources ne sont pas associées aux amas globulaires : des étoiles d'avant-plan de la galaxie ou des galaxies et des amas de galaxies d'arrière-plan (voir par exemple Webb et al. 2001, 2004, Verbunt & Johnston 2000).

Des associations de contreparties (UV, optique, radio) aident également à confirmer la nature de certaines sources. Une des binaires X de faible masse de l'amas 47 du Toucan a été ainsi observée en bandes visibles U, B et V (Edmonds et al. 2002), des pulsars milliseconde de cet amas ont été détectés en radio (Grindlay et al. 2002), et des variables cataclysmiques ont été identifiées dans Oméga du Centaure en UV (Carson et al. 2000, Cool et al. 2002).

Tous ces résultats confortent la conclusion que les sources X faibles des amas ne représentent pas une catégorie unique d'objets. Ces sources sont majoritairement des binaires, mais de classes diverses.

Le cas particulier des trous noirs

Aucune source X brillante des amas globulaires de notre galaxie ne dépasse la luminosité limite d'Eddington d'une étoile à neutrons accrétante. Par contre, il existe des sources dépassant la luminosité d'Eddington d'une étoile à neutrons dans les amas globulaires des galaxies voisines (voir par exemple Angelini et al. 2001).

A la distance de ces galaxies (M31 se trouve à 784 kiloparsecs, Stanek & Garnavich 1998), la résolution de Chandra ($<1''$, Garmire et al. 2000, 2003) est d'environ 1.7 parsecs. Cela correspond à la taille du cœur d'un amas moyen (Harris 1999). Plusieurs dizaines de sources pourraient s'y trouver (voir le Tableau 14 et le Tableau 15), et n'être donc pas résolues. Soit ces sources super-Eddington sont un ensemble de sources non-résolues (de luminosité élevée, Angelini et al. 2001), soit il s'agit d'une binaire X active contenant un trou noir. La variabilité observée pour certains objets conforte la seconde hypothèse (Di Stefano et al. 2002). Ces sources sont donc de bons candidats trous noirs (Angelini et al. 2001).

La probabilité d'observer une binaire X active contenant un trou noir dans un amas globulaire dépend du nombre total d'amas globulaires (par exemple, 5 sources super-Eddington se trouvent dans NGC 1399, qui contient au moins 600 amas globulaires, Angelini et al. 2001). La probabilité de n'en observer aucun dans notre galaxie, compte tenu du nombre d'amas globulaires connus (~ 150 , Harris 1999) est d'environ 30 %.

Des trous noirs peuvent se maintenir dans un amas globulaire (Kulkarni et al. 1993, Sigurdsson & Hernquist 1993, Kalogera et al. 2003). Ces objets vont rapidement migrer vers le cœur de l'amas et interagir, soit pour fusionner (créant un trou noir de masse intermédiaire, Miller & Hamilton 2002), soit pour éjecter la majeure partie des trous noirs hors de l'amas (ne laissant qu'un trou noir de masse stellaire, Kulkarni et al. 1993). Il se pourrait donc que certaines sources X faibles soient associées à des binaires X dans un état *quiescent* contenant un trou noir (cela pourrait être le cas des sources possédant des spectres très durs).

La présence de trous noirs peut être révélé en étudiant les mouvements apparents des étoiles des amas, comme cela a été fait dans le cas de M15 (Gerssen et al. 2002). Des vitesses

importantes peuvent cependant aussi s'expliquer par une forte concentration de masse au centre de l'amas (Baumgardt et al. 2003, Van den Marel et al. 2003).

Pour conclure, les observations X seules ne peuvent mettre en évidence la présence de binaires X quiescentes contenant un trou noir dans les amas globulaires de notre galaxie. Elles n'excluent cependant pas cette hypothèse.

5 Les mécanismes de formation des binaires dans les amas globulaires

Les sources X faibles des amas globulaires sont des binaires. Les observations de XMM-Newton ont permis d'obtenir un échantillon représentatif de ces objets. Des contraintes sur les mécanismes de formation des binaires dans les amas globulaires peuvent donc être posées grâce à cet échantillon. Le chapitre suivant précise cet échantillon, puis expose la dernière partie de mon étude : la contrainte des mécanismes de formation des binaires dans les amas globulaires, en fonction du type de binaires.

V La synthèse des résultats des observations de XMM-Newton et de Chandra

Les observations d'amas globulaires faites par XMM-Newton avaient deux buts distincts. D'une part, déterminer la nature des sources X faibles des amas. D'autre part, contraindre les mécanismes de formation et d'évolution des binaires : comment la présence de binaires est elle influencée par les densités stellaires importantes rencontrées dans les amas globulaires ?

Je vais discuter de ce second point après avoir récapitulé les résultats des observations de XMM-Newton et de Chandra.

1 Les résultats des observations

1.1 Récapitulatif des observations

Quatre amas ont été observés par XMM-Newton (indiqués dans le Tableau 14). Chandra a observé les amas ayant des cœurs de faible taille (voir le Tableau 15). Chaque observation possède une luminosité limite différente.

Amas globulaire	Sources détectées	Sources du fond attendues	Limite en luminosité (erg s ⁻¹)
NGC 5139 (ω Cen)	28	10	5.4×10^{30}
NGC 6205 (M13)	6	1	2.4×10^{31}
NGC 6366	1	1	2.3×10^{31}
NGC 6656 (M22)	7	5	6.8×10^{30}

Tableau 14 : Récapitulatif des observations de XMM-Newton. Pour chaque amas sont indiqués le nombre de sources détectées et le nombre de sources non associées à l'amas dans le rayon de demi-masse, ainsi que la luminosité limite dans la bande 0.5-5 keV.

Amas globulaire	Sources détectées	Sources du fond attendues	Luminosité limite (erg s ⁻¹)	Référence
NGC 6397	25	5	3.0×10^{29}	Grindlay et al. 2001b
NGC 6440	24	1	3.0×10^{31}	Pooley et al. 2002b
Terzan 5	14	4	1.3×10^{32}	Heinke et al. 2003a
NGC 6752	19	4	3.3×10^{30}	Pooley et al. 2002a
M28	46	10	4.9×10^{30}	Becker et al. 2003

Tableau 15 : Récapitulatif des amas globulaires observés par Chandra et dont une liste de sources a été publiée. Le nombre de sources détectées se réfère aux sources situées dans le rayon de demi-masse (NGC 6440 et NGC 6752) ou dans le détecteur ACIS-I3. La luminosité limite est donnée dans la bande 0.5-5 keV.

1.2 Le nombre et la répartition spatiale des sources

Du fait de la ségrégation de masse, les binaires, plus massives que les étoiles isolées, se regroupent naturellement au centre des amas (Meylan & Heggie 1997, Verbunt & Meylan 1988).

Les sources X faibles des amas, des binaires, devraient donc être concentrées dans le cœur des amas. C'est le cas dans trois des quatre amas observés par XMM-Newton et dans de nombreux amas observés par Chandra (voir par exemple le cas de NGC6440, Pooley et al. 2002b).

Oméga du Centaure constitue une exception à cette règle puisque de nombreuses binaires ont été détectées dans la périphérie de cet amas (Kaluzny et al. 1996, 1997, 2002). Cent vingt et une sources ont été détectées dans le champ de vue (dont 91 sources de fond, soit un excès de 30 sources, parmi lesquelles 12 sont situées hors du rayon de demi-masse). Cet excès de sources situées hors du rayon de demi-masse est significatif à 99.999 %. Oméga du Centaure présente des populations stellaires de métallicités disparates (Pancino et al. 2000) animées de mouvements d'ensemble différents (Ferraro et al. 2002). Ceci pourrait indiquer l'accrétion par l'amas d'un système stellaire initialement isolé (Ferraro et al. 2002). Même si les observations ayant conduit à ces résultats ont été mises en doute à cause d'un biais instrumental (mauvaise correction de couleur, Platais et al. 2003), d'autres caractéristiques (rotation et distribution des étoiles de forte métallicité, Pancino et al. 2000, Norris et al. 1997) confortent cette hypothèse (Tsuchiya et al. 2003).

Une telle accrétion perturbera le potentiel de l'amas, et cela contrariera la ségrégation de masse. La conséquence d'une telle perturbation sera visible longtemps, car le temps de relaxation est long dans cet amas (Verbunt & Johnston 2000). La répartition spatiale inhabituelle des sources peut donc en être une conséquence.

1.3 Les résultats marquants de ces observations

Les capacités spectrales de XMM-Newton ont permis de détecter la présence de deux candidats binaires X de faible masse contenant une étoile à neutrons en quiescence dans M13 et Oméga du Centaure (Gendre et al. 2003a, 2003b).

Les rayons des étoiles à neutrons mesurés dans le cadre des modèles d'atmosphère d'hydrogène sont d'une dizaine de kilomètres (les rayons observés à l'infini sont respectivement 13.6 ± 0.3 km et 12.8 ± 0.4 km pour les objets contenus dans Oméga du Centaure et M13, Gendre et al. 2003a, 2003b). Des études optiques ont débuté afin de déterminer une contrepartie et éventuellement de contraindre la masse de ces objets.

Dans M22 et NGC 6366, les objets détectés n'ont pas les caractéristiques spectrales et la luminosité des binaires X de faible masse en quiescence avec une étoile à neutrons observées dans le disque galactique ou dans d'autres amas globulaires.

Enfin, dans Oméga du Centaure, la luminosité des sources, le nombre de celles qui sont variables, et leurs couleurs indiquent que cette population pourrait être dominée par des binaires actives (Gendre et al. 2003a).

Grâce à la faible taille de la boîte d'erreur associée à chaque source Chandra, il est possible de rechercher pour chaque source sa contrepartie optique. Ce travail, en cours, a donné quelques résultats préliminaires sur leur nature. Celles de NGC 6752 sont des variables cataclysmiques (Pooley et al. 2002a). A l'aide du HST, Edmonds et al. (2003a, 2003b) ont montré que 40 % des sources de 47 du Toucan sont des binaires actives, 30 % sont des variables cataclysmiques et 30 % des pulsars milliseconde.

2 La formation des binaires

Je vais développer ici le mécanisme de formation des binaires par capture. J'expose en particulier les hypothèses nécessaires pour déterminer les taux de collision et l'influence des binaires primordiales sur ce taux.

2.1 Le taux de collision

Sous certaines conditions, le taux de collision est donné par l'équation 30 (voir page 28). Ces conditions sont vérifiées pour tous les amas de mon échantillon, sauf Oméga du Centaure. Pour cet amas particulier, la condition d'équilibre de l'amas n'est pas vérifiée (Anderson 1997).

$$\Gamma \propto \rho_0^{1.5} r_c^2 R_X C_C \quad (30)$$

Il est nécessaire d'estimer les paramètres R_X et C_C pour calculer le taux de collision.

La taille des étoiles (R_X) dans les amas ne varie pas beaucoup (voir par exemple King et al. 1998). De plus, les amas ont des âges similaires. L'évolution stellaire de leurs étoiles doit donc conduire à des valeurs de R_X similaires dans les différents amas de la galaxie. Je considère la valeur de R_X identique pour tous les amas.

La vitesse d'échappement caractéristique d'un amas globulaire est de 50 km s^{-1} (Harris 1999). Dans le disque de la galaxie, la distribution de vitesse des étoiles à neutrons est estimée entre 90 km s^{-1} et 500 km s^{-1} (Arzoumanian et al. 2002). Si les étoiles à neutrons des amas globulaires naissent comme celles du disque galactique, la majorité devrait s'échapper (Drukier 1996). Le nombre de celles qui restent dans l'amas est trop faible pour expliquer la population de pulsars observée dans certains amas (Pfahl et al. 2002) : il y a un problème de rétention.

Afin de résoudre ce problème de rétention, plusieurs mécanismes (effondrement induit par accrétion sur des naines blanches, Grindlay 1987 ; amas super-massifs qui se seraient évaporés) ont été invoqués pour retenir les étoiles à neutrons par des effets dynamiques (Pfahl et al. 2002). Les paramètres de ces mécanismes (fonction de masse initiale, métallicité, population de naines blanches, masse initiale des amas...) sont en partie inconnus (voir par exemple Meylan & Heggie 1997). La valeur de la fraction d'étoiles à neutrons dans un amas (C_C) est donc encore inconnue. Je supposerai cette valeur identique pour tous les amas. Les contraintes qui pourront être mises par la suite sur les mécanismes de rétention des étoiles à neutrons permettront de valider (ou d'invalidier) cette hypothèse.

Je parlerai donc de taux de collision en évoquant le terme $\rho_0^{1.5} r_c^2$, sans tenir compte de R_X et C_C . Les valeurs calculées de $\rho_0^{1.5} r_c^2$ pour les amas observés par XMM-Newton ou Chandra sont regroupées dans le Tableau 16.

2.2 L'influence des binaires primordiales dans les diagrammes taux de collision-nombre de sources

Le nombre des binaires formées lors d'interactions dynamiques (ci-après binaires formées dynamiquement) devrait dépendre linéairement du taux de collision. La pente de cette corrélation linéaire doit être positive.

Amas	$\rho_0^{1.5} r_c^2$	Amas	$\rho_0^{1.5} r_c^2$
NGC 6440	100.00	Oméga du Centaure	9.02
Terzan 5	92.59	M30	8.43
NGC 6266	79.76	M22	6.00
47 du Toucan	56.47	NGC 6397	4.42
M80	31.31	M13	3.60
M28	25.16	NGC 6366	0.19
NGC 6752	10.80		

Tableau 16 : Facteur $\rho_0^{1.5} r_c^2$ calculé pour les amas observés par XMM-Newton ou Chandra. Les valeurs ont été normalisées afin que la valeur de NGC 6440 soit 100.

D'un autre côté, le nombre de sources primordiales dépend des paramètres initiaux des amas (fonction de masse, masse, taille,...). Si les interactions dynamiques sont négligeables, il ne doit pas être corrélé avec la taille ou la concentration actuelle des amas (ou de la combinaison de ces deux grandeurs, le taux de collision).

Les interactions dynamiques détruisent les binaires primordiales (Verbunt 2003, Pooley et al. 2002b). Si le nombre de binaires primordiales est influencé par les interactions dynamiques, toute corrélation éventuellement observée avec le taux de collision aura une pente négative.

A fort taux de collision, le nombre de binaires primordiales doit être très faible, puisque ces objets sont détruits par interaction dynamique. A faible taux de collision, le nombre d'objets formés dynamiquement doit être faible et le nombre de binaires primordiales non corrélé avec le taux de collision, puisque les interactions dynamiques sont négligeables.

J'ai construit une distribution d'amas afin de tester ce type de répartition dans un diagramme représentant le nombre de sources en fonction du taux de collision. J'ai supposé que les amas possédant un fort taux de collision (>20) contiennent uniquement des sources formées dynamiquement, tandis que ceux possédant un faible taux de collision ne contiennent que des sources primordiales.

Le nombre de sources formées dynamiquement est linéairement proportionnel au taux de collision. Le nombre de sources primordiales est tiré au hasard autour d'une valeur moyenne de 3 (afin d'observer une continuité avec la relation linéaire), avec un écart type de 2 (en supposant que la distribution est une distribution de Poisson, l'écart type est la racine carrée de la moyenne).

Une corrélation a été recherchée à partir de cette distribution simulée. Le calcul est répété 500000 fois pour calculer une valeur moyenne de la corrélation. Cette distribution montre une corrélation suivant une loi de puissance, d'indice moyen 0.83 (la Figure 40 représente un tirage type). L'écart type de cet indice est 0.09. Cela exclut une corrélation linéaire à 97 % de confiance.

J'ai également recherché quel effet produirait une augmentation du nombre de binaires primordiales. J'ai pour cela augmenté la valeur moyenne des sources primordiales et la valeur de transition du taux de collision. Cela a conduit à diminuer la valeur de l'indice de la loi de puissance détectée, sans modifier l'écart type de cet indice.

Il existe donc plusieurs cas distincts lors de la lecture de tels diagrammes :

- une corrélation linéaire à pente positive indique des objets formés dynamiquement,
- une corrélation logarithmique à pente positive indique la présence de binaires formées dynamiquement et de binaires primordiales
- une corrélation à pente négative indique des objets détruits dynamiquement
- une absence de corrélation indique des objets primordiaux.

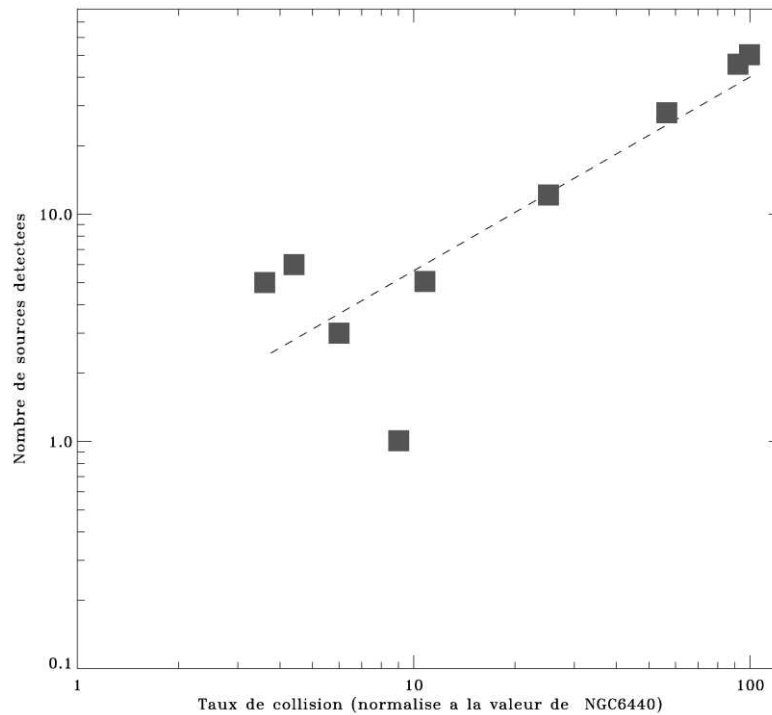


Figure 40 : simulation de la détection de sources X faibles dans les amas. La distribution de sources est bi - modale : à faible taux de collision (< 20 , 5 amas sur les 9), les sources sont toutes primordiales. A fort taux de collision, (> 20 , 4 amas sur les 9) les sources sont toutes formées dynamiquement.

3 Etude de la formation des binaires X de faible masse

3.1 L'échantillon utilisé, estimation des effets de sélection

Le Tableau 17 indique les candidats transitoires X en quiescences contenant une étoile à neutrons détectés dans les observations de XMM-Newton réalisées entre octobre 2000 et avril 2003. Chandra a détecté d'autres candidats objets de ce type. Le Tableau 18 reprend ces observations.

La présence d'une binaire X de faible masse en quiescence contenant une étoile à neutrons dans un amas globulaire est en général établie sur la base d'observations spectroscopiques en X (voir par exemple Pooley et al. 2003a, Gendre et al. 2003b). Ces objets ont en général un spectre thermique (Brown et al. 1998) et une luminosité de l'ordre de 10^{32} erg s⁻¹ (Rutledge 2003). Certaines binaires X de faible masse quiescentes contenant une étoile à neutrons ont cependant été détectées avec un spectre non thermique (par exemple EXO 1745-248,

Wijnands et al. 2003). Un tel spectre dur serait interprété comme la signature d'une variable cataclysmique si on ne connaissait pas la nature de l'objet compact (déterminée lors de périodes d'activités par la détection de sursauts de type I). Il est donc impossible à partir de la seule signature spectrale de ces sources de déterminer leur nature. J'ai donc seulement recensé les binaires X de faible masse en quiescence contenant une étoile à neutrons dont le spectre est thermique.

Amas	Nombre de binaires X de faible masse quiescentes avec une étoile à neutrons	Luminosité minimale détectable (erg s ⁻¹ dans la bande 0.5-5.0 keV)	Luminosité de l'étoile à neutrons observée (erg s ⁻¹ dans la bande 0.5-5.0 keV)
NGC 5139	1	4.5×10^{30}	$3.2 \pm 0.2 \times 10^{32}$
NGC 6205	1	2.4×10^{31}	$7.3 \pm 0.6 \times 10^{32}$
NGC 6656	0	6.8×10^{30}	----
NGC 6366	0	$< 5.5 \times 10^{31}$	----

Tableau 17 : Récapitulatif des observations XMM-Newton des amas globulaires. Le nombre de transitoires X quiescentes contenant une étoile à neutrons, la luminosité de ces binaires et la luminosité limite atteinte y sont indiqués. Pour l'amas NGC 6366, la luminosité limite indiquée est celle de l'ensemble des sources du cœur non résolues.

Amas	Nombre de binaires X de faible masse avec une étoile à neutrons	Luminosité minimale (erg s ⁻¹ dans la bande 0.5-5.0 keV)	Luminosité de l'étoile à neutrons (erg s ⁻¹ dans la bande 0.5-5.0 keV)	Référence
47 du Toucan	2	6×10^{29}	$\sim 10^{33}$ (0.5-2.5 keV)	Grindlay et al. 2001b Heinke et al. 2003b
NGC 6397	1	3×10^{29}	7.9×10^{31} (0.5-2.5 keV)	Grindlay et al. 2001a
NGC 6440	4-5	3×10^{31}	$\sim 10^{32}$	Pooley et al. 2002b
Terzan 5	5	8.5×10^{31}	$\sim 10^{32}-10^{33}$	Heinke et al. 2003b
NGC 6752	0	$\sim 10^{30}$	---	Pooley et al. 2002a
M80	2	$\sim 10^{31}$	$\sim 10^{32}$ (0.5-2.5 keV)	Heinke et al. 2003c
M30	1	?	?	Lugger et al. 2003
NGC 6266	5	?	?	Pooley et al. 2003c
M28	1	6×10^{30}	1.9×10^{33}	Becker et al. 2003

Tableau 18 : Récapitulatif des observations Chandra des amas globulaires. Comme pour le Tableau 17, sont indiqués le nombre de transitoires X contenant une étoile à neutrons ainsi que les luminosités détectées et minimales.

On ne connaît actuellement pas de binaires X de faible masse en quiescence contenant une étoile à neutrons dont le spectre est thermique possédant une luminosité inférieure à 10^{31} erg s⁻¹ (Rutledge 2003). Cette luminosité est liée à la fréquence d'activité de la binaire (Brown et

al. 1998). Si la fréquence d'activité des binaires X de faible masse des amas globulaires est plus faible que dans le disque, il est possible que la luminosité minimale de ces objets soit inférieure à 10^{31} erg s⁻¹. L'étude des couleurs des sources permet cependant de déterminer la nature de ces objets jusqu'à des luminosités de $\sim 10^{30}$ erg s⁻¹. Dans les amas globulaires, aucune binaire X de faible masse contenant une étoile à neutrons n'a été détectée avec une luminosité inférieure à 10^{32} erg s⁻¹. Je suppose donc que le nombre de binaires X de faible masse en quiescence contenant une étoile à neutrons et dont le spectre est thermique est connu dans chaque amas indiqués dans les Tableau 17 et Tableau 18.

3.2 Le diagramme taux de collision-nombre de binaires X de faible masse et ses conséquences

Le mécanisme de formation des binaires X de faible masse

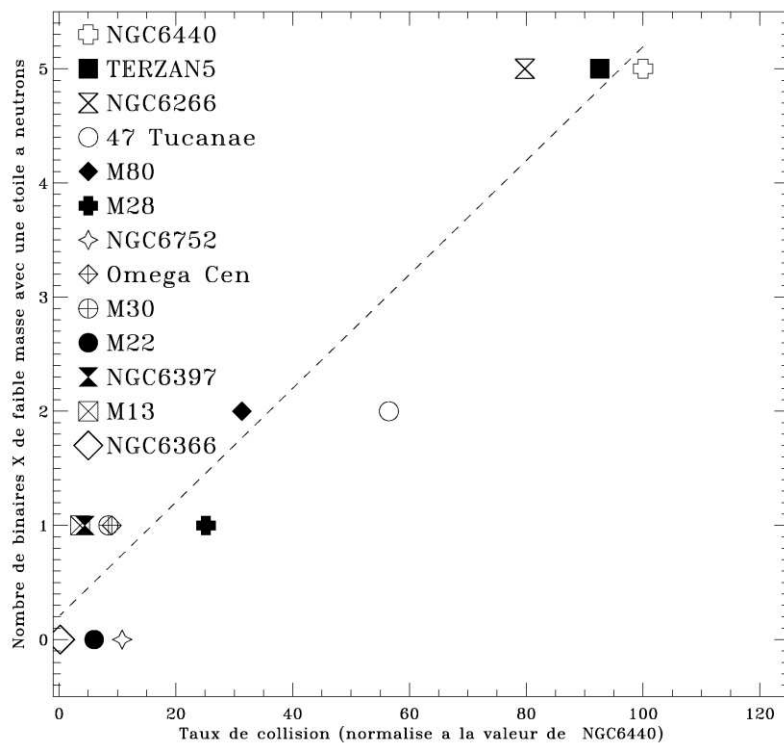


Figure 41 : nombre de binaires X de faible masse contenant une étoile à neutrons détectées dans les amas globulaires en fonction du taux de collision. La valeur de ce taux a été normalisée à 100 pour NGC 6440.

Une corrélation linéaire existe entre le nombre de transitoires X en quiescence contenant une étoile à neutrons et le taux de collision (Figure 41). Ces binaires doivent donc être formées dynamiquement, par capture gravitationnelle par une étoile à neutrons d'un astre de l'amas et ne sont pas des binaires primordiales. La dispersion des points (principalement à faible taux de collision) s'explique par le caractère entier du nombre d'objets détectés dont la statistique est binomiale.

Le devenir des pulsars milliseconde

Les étoiles à neutrons des amas forment donc par capture gravitationnelle des binaires X de faible masse. L'accrétion de matière (et de moment cinétique) sur l'étoile à neutrons produira un pulsar milliseconde (Bhattacharya & van den Heuvel 1991).

La binaire ainsi formée peut interagir dynamiquement avec les étoiles de l'amas. Dans ces interactions à trois corps l'astre le moins massif du système est généralement éjecté (Heggie 1975). L'astre secondaire peut être de faible masse (en raison de l'accrétion ou de

l'évaporation liée au vent de particules du pulsar, Arons & Tavani 1993, King et al. 2003), et être ainsi éjecté de la binaire. Il sera remplacé par une étoile plus massive. Cet effet sera accentué par la ségrégation de masse qui tend à concentrer les étoiles les plus massives et les binaires au centre de l'amas.

La population d'étoiles à neutrons contenues dans les amas

Par hypothèse, la fraction d'étoiles à neutrons par rapport aux étoiles de l'amas (C_C) est constante. Dans ces conditions, les amas les plus massifs (contenant plus d'étoiles) devraient contenir plus d'étoiles à neutrons que les amas moins massifs. Le Tableau 19 reprend le nombre de pulsars milliseconde connus dans les amas de mon échantillon. L'amas 47 du Toucan y a été ajouté pour information (il s'agit de l'amas contenant le plus de pulsars milliseconde connus).

La Figure 42 indique le nombre total d'étoiles à neutrons connues (sous forme de pulsars milliseconde ou de transitoires X) en fonction de la masse de l'amas. Ces deux grandeurs n'apparaissent pas corrélées. Le nombre total d'étoiles à neutrons contenues dans un amas n'est cependant pas encore connu : la sensibilité atteinte des observations radio et la faible ouverture angulaire du cône radio des pulsars font qu'il est impossible d'observer tous les pulsars des amas (Ransom 2003a, 2003b).

La corrélation entre le nombre de binaires X et le taux de collision est consistante avec l'hypothèse d'une fraction constante d'étoiles à neutrons. La Figure 42 indique donc qu'il existe une large population d'étoiles à neutrons non détectées dans les amas massifs ayant de faibles taux de collision.

La formation des binaires X de faible masse est favorisée si l'amas s'effondre (Baumgardt et al. 2002). Ces binaires forment des pulsars milliseconde par accréation. Ceci pourrait expliquer la différence entre Oméga du Centaure et 47 du Toucan (en cours d'effondrement) pour ce qui concerne le nombre d'étoiles à neutrons détectées.

Amas	Nombre de pulsars connus	Référence
47 du Toucan	22	Manchester et al 1991, Grindlay et al. 2002
NGC 6752	5	D'amico et al. 2002
M13	4	Ransom et al. 2003a
NGC 6397	1	D'amico et al. 2001b
NGC 6440	1	Lyne et al. 1996
M28	1	Becker et al. 2003
M22	0	---
Oméga du Centaure	0	---

Tableau 19 : Résumé des pulsars connus dans les amas globulaires de mon échantillon.

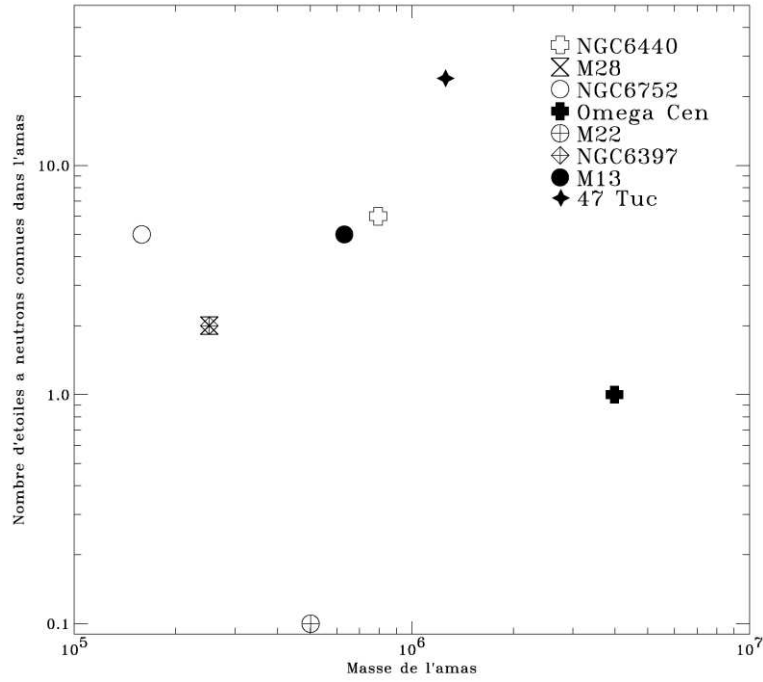


Figure 42 : Nombre d'étoiles à neutrons connues dans les amas globulaires en fonction de la masse des amas. M22 ne contient pas d'étoile à neutrons connue (son point est situé à 0.1 étoiles à neutrons afin d'apparaître sur l'échelle logarithmique).

4 Etude de la formation des autres binaires

L'étude de la population de binaires X de faible masse a montré que ces objets se formaient par capture gravitationnelle. On ne peut étendre cette étude aux autres types de sources car leurs propriétés spectrales en X ne permettent pas de les différencier.

De plus, du fait des luminosités limites atteintes, les échantillons de binaires BY Dra ou RS CVn sont incomplets pour tous les amas, et celui de variables cataclysmiques reste à compléter pour certains amas (Pooley et al. 2003a, Heinke et al. 2003d). L'étude du nombre total de sources dans les amas permet toutefois d'obtenir quelques informations. Je discute donc ici ce nombre en fonction du taux de collision et de la masse des amas, après avoir défini un échantillon représentatif.

4.1 La définition d'un échantillon représentatif

Les luminosités limites atteintes lors des observations de Chandra et de XMM-Newton sont différentes (voir les valeurs des Tableau 14 et Tableau 15). Il faut donc choisir une limite commune. J'ai choisi comme limite une luminosité de $3.0 \times 10^{31} \text{ erg s}^{-1}$ dans la bande 0.5-5.0 keV. Il s'agit de la luminosité limite la plus élevée des amas de mon échantillon (celle de NGC 6440).

En tenant compte de la fonction de vignetting (donnée par Ehle et al. 2003), j'ai calculé la luminosité limite correspondant aux positions des sources détectées dans le champ de vue. J'ai conservé les sources dont la luminosité est supérieure à cette luminosité limite.

Le Tableau 20 regroupe l'échantillon d'amas globulaires qui me servira pour le reste de mon étude. Le nombre de sources du fond est 1 ± 1 (à 90 % de confiance au minimum) pour tous les amas sauf Oméga du Centaure (11 ± 5), et a été estimé suivant les méthodes indiquées

précédemment, en utilisant les données de Hasinger et al. (2001) pour XMM-Newton ou Giacconi et al. (2001) pour Chandra.

Amas globulaire	Sources détectées	Masse ($\log M/M_{\odot}$)
Oméga du Centaure	36	6.6
M22	2	5.7
M13	5	5.8
NGC 6397	6	5.4
NGC 6440	24	5.9
NGC 6752	9	5.2
M28	14	5.4

Tableau 20 : nombre de sources X faibles pouvant être détectées dans les amas globulaires observés par Chandra ou XMM-Newton, pour une luminosité limite de $3.0 \times 10^{31} \text{ erg s}^{-1}$ (0.5-5.0 keV). La valeur de la masse est extraite de l'article de Pryor & Meylan (1993), sauf dans le cas de l'amas NGC 6440, où elle est extraite de l'article de Heitsch & Richter (1999).

4.2 Le diagramme taux de collision-nombre de sources associées aux amas

La Figure 43 indique le nombre de sources X faibles observées dans les amas en fonction du taux de collision. Les amas ayant le plus de sources sont ceux ayant les plus forts taux de collision. Les seules exceptions notables sont Oméga du Centaure et M22.¹ Si l'on exclu ces deux amas, les sources suivent une corrélation de type loi de puissance, d'indice 0.5 ± 0.2 .

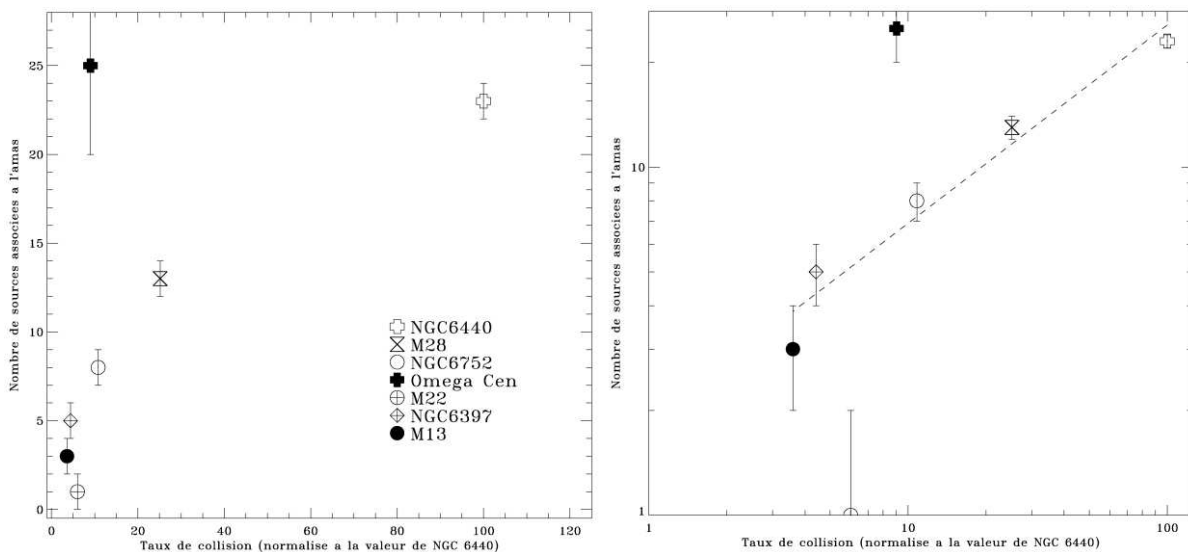


Figure 43 : A gauche, le nombre de sources associées aux amas globulaires en fonction du taux de collision des amas. A droite, le même diagramme réalisé avec une échelle logarithmique. Les barres d'erreurs représentent l'incertitude sur le nombre de sources de fond pour chaque amas.

Pooley et al. (2003a) ont observé cette même corrélation avec un échantillon d'amas observés par Chandra à une luminosité limite de $4 \times 10^{30} \text{ erg s}^{-1}$. L'indice de la loi de puissance observée est 0.74 ± 0.36 pour cet échantillon (Figure 44, Pooley et al. 2003a), compatible avec notre valeur.

¹ Il est rappelé que les hypothèses faites pour calculer le taux de collision ne sont pas valides pour Oméga du Centaure et que le nombre de sources associées à M22 peut avoir été sous-estimé.

Heinke et al (2003d), en utilisant un autre échantillon d'amas avec une luminosité limite de $10^{31} \text{ erg s}^{-1}$ dans la bande 0.5-2.5 keV, ont testé l'hypothèse d'un taux de collision de la forme $\Gamma \propto r_c^\alpha \rho_0^\beta$ (les paramètres α et β étant libres ; j'utilise $\alpha=1.5$ et $\beta=2.0$). Ils obtiennent le meilleur ajustement pour $\alpha = 1.0$ et $\beta = 1.3$.

On peut remarquer que $r_c^1 \rho_0^{1.3} = (r_c^{1.5} \rho_0^2)^{0.67}$. Le résultat de Heinke et al. (2003d) est donc compatible avec le notre. En considérant différents types d'amas en fonction de la luminosité et de la dureté des spectre des sources, Heinke et al. (2003d) ont montré que les coefficients α et β peuvent varier, et que le nombre total de sources reste corrélé au taux de collision par une loi de puissance.

La détection d'une corrélation de type loi de puissance entre le taux de collision et le nombre de sources X avec un indice inférieur à un implique que l'on observe plus de sources X faibles à faible taux de collision que prédit par la formation dynamique (voir page 95). La population de sources X faibles des amas est donc constituée de binaires formées dynamiquement et de binaires primordiales.

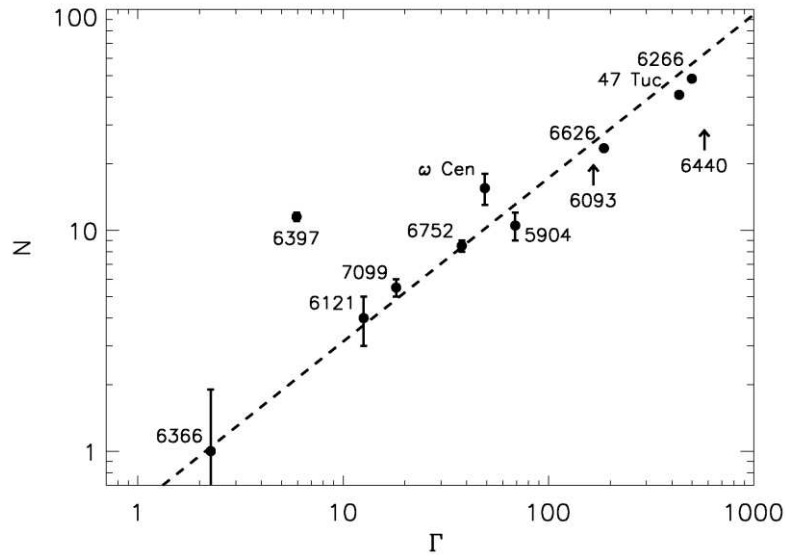


Figure 44 : Nombre de sources détectées dans le rayon de demi-masse des amas globulaires comparé aux taux de collision des amas. La luminosité limite est de $\sim 4 \times 10^{30} \text{ erg s}^{-1}$ pour tous les amas sauf pour les amas NGC 6393 et NGC 6440 (représentés par des flèches, Pooley et al. 2003a).

Je vais maintenant étudier le nombre de sources X faibles en fonction de la masse des amas.

4.3 Etude de l'influence de la masse sur le nombre de binaires

Le nombre de sources détectées en fonction de la masse des amas de l'échantillon du Tableau 20 est indiqué sur la Figure 45. Il n'y a pas de corrélation entre ces deux grandeurs, alors que le nombre de binaires primordiales devrait être corrélé à la masse des amas. Il y a deux explications possibles à ce résultat. Soit la masse de l'amas a varié depuis la formation des binaires (Pfahl et al. 2002), et alors cette variation peut avoir décorrélé le nombre de binaires et la masse actuelle des amas. Soit les binaires formées dynamiquement dominent les binaires primordiales. Il n'y aura alors pas de corrélation, puisque le taux de collision n'est pas corrélé avec la masse des amas.

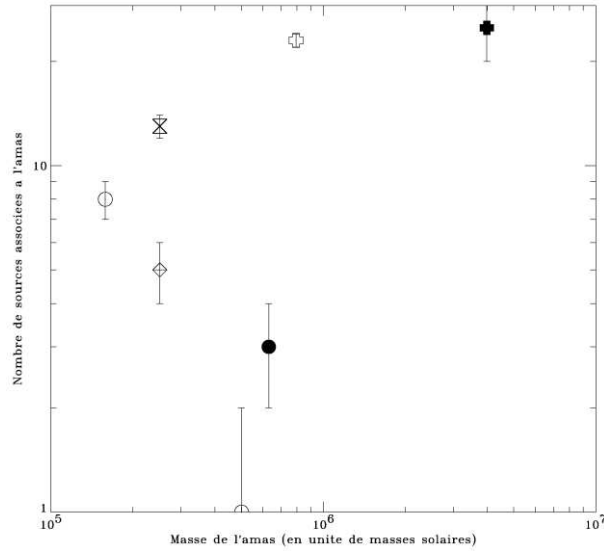


Figure 45 : Nombre de sources détectées dans les amas globulaires en fonction de la masse des amas. Les symboles utilisés sont les mêmes que ceux de la Figure 43.

5 Résumé des résultats

Le résultat le plus important de cette étude est que le nombre de binaires X de faible masse en quiescence contenant une étoile à neutrons identifiées sur la base de propriétés spectrales (luminosité supérieure à $10^{31.5}$ erg s⁻¹, spectre thermique de température ~ 100 eV) sont très probablement formées dynamiquement. J'ai également montré que le nombre total d'étoiles à neutrons (contenues dans une binaire ou isolées) connues n'est pas corrélé à la masse des amas. Si la fraction d'étoiles à neutrons par rapport aux étoiles de l'amas est constante, alors il devrait exister une population d'étoiles à neutrons cachée.

Un autre résultat important est que le nombre total de sources X faibles est plus élevé dans les amas ayant de faibles taux de collision qu'attendu par la seule formation dynamique. Il existe donc d'autres catégories de binaires qui sont des binaires primordiales. Ce nombre total n'est pas corrélé avec la masse des amas.

VI Conclusions et perspectives

1 Conclusions

Il est maintenant admis que les sources X faibles des amas sont des binaires. Mon étude a porté sur la nature de ces binaires, et leurs mécanismes de formation et d'évolution, grâce à des observations faites par XMM-Newton de quatre amas globulaires de la galaxie : Oméga du Centaure, M13, M22, et NGC 6366.

Ces observations ont permis de détecter de nombreuses sources (typiquement une centaine dans chaque champ d'observation), dont plusieurs peuvent être associées aux amas (30 pour Oméga du Centaure, 5 pour M13, 2 pour M22 et 1 pour NGC 6366). Ces sources associées se regroupent principalement à l'intérieur du rayon de demi-masse des amas. Ce fait est conforme aux modèles d'évolution dynamique des amas, où les binaires doivent migrer par ségrégation de masse vers le cœur. J'observe cependant une population importante de sources associées à Oméga du Centaure (le tiers) située dans les régions externes de l'amas. Pour cet amas, un mécanisme pourrait avoir rompu la ségrégation de masse, conduisant à la détection de nombreuses binaires hors du cœur.

Grâce à une étude spectrale et temporelle, j'ai pu déterminer ou confirmer la nature de sept des objets associés aux amas. Ces sept objets sont deux binaires X de faible masse en quiescence contenant une étoile à neutrons (une dans M13 et une dans Oméga du Centaure), deux variables cataclysmiques (dans Oméga du Centaure) et trois binaires actives (dans Oméga du Centaure). En analysant les données de Chandra de l'amas Oméga du Centaure, j'ai pu corriger l'astrométrie de XMM-Newton et montrer que beaucoup des sources de cet amas étaient variables. Ces sources pourraient être en majorité des binaires actives.

En utilisant les données du télescope spatial Hubble, j'ai recherché la contrepartie optique de la binaire X de faible masse en quiescence découverte dans M13. J'ai identifié deux candidats présentant un excès de luminosité en U. Ces candidats sont cependant plus lumineux que les contreparties optiques de binaires X de faible masse connues.

A l'aide des observations de XMM-Newton et de Chandra, j'ai montré que le nombre de binaires X de faible masse contenant une étoile à neutrons était corrélé avec le taux de collision à l'intérieur des amas globulaires. Ceci indique que ces binaires pourraient être formées grâce à la capture gravitationnelle par une étoile à neutrons d'un autre astre dans l'environnement dense du cœur des amas.

Les amas contiennent également des binaires primordiales. Le mécanisme de capture gravitationnelle semblerait toutefois être le moyen de formation privilégié de toutes les binaires dans les amas possédant de grands taux de collision.

Les binaires assurent l'équilibre dynamique des amas globulaires et leur évitent un effondrement gravitationnel (Hut et al. 1992, Fregeau et al. 2003). Le taux de collision, en considérant la masse du cœur constante, est proportionnel à $r_c^{-4.5}$. Ainsi, plus le rayon de cœur diminue et plus le taux de collision augmente dans un amas donné. L'effondrement gravitationnel favorise donc la formation de binaires. Ces binaires contrebalancent ensuite l'effondrement. La présence d'une population d'étoiles à neutrons cachées, qui peuvent former des binaires plus lourdes que les binaires issues d'étoiles ordinaires (donc plus efficace pour équilibrer l'amas), va également aider à lutter efficacement contre cet effondrement.

L'existence d'une surpopulation de binaire X (dans NGC 6397, Pooley et al. 2003a, Heinke et al. 2003d), la présence de sources formées dynamiquement malgré de très faibles taux de collision (dans NGC 6652, Heinke et al. 2001, ou Terzan 1, Wijnands et al. 2001), l'observation de queue de marée (pour Palomar 5, Odenkirchen et al. 2001) indiquent que certains amas sont en train de s'évaporer. Ces amas laissent après plusieurs centaines de révolutions autour de la galaxie des cœurs fossiles, enrichis en binaires par la ségrégation de masse (Ferraro et al. 2000, Takahashi & Portegies Zwart 2000, Heinke et al. 2003d). La formation efficace de binaires dans les amas pourrait contenir l'effondrement des amas suffisamment longtemps pour que la majorité d'entre eux s'évaporent avant de s'effondrer. Il faudrait alors expliquer pourquoi certains amas s'effondrent et d'autres s'évaporent.

2 Que peuvent encore nous apprendre les binaires des amas globulaires ?

Le seul mécanisme de formation de binaires que j'ai contraint est celui des binaires X de faible masse dont l'objet compact est une étoile à neutrons. Cette étude doit être répétée pour les autres catégories de binaires afin d'être complète. Il est également important de déterminer la conséquence des interactions des binaires primordiales avec les populations d'objets compacts. Ces interactions, au moment de la formation des étoiles à neutrons, peuvent-elles influencer la rétention des étoiles à neutrons dans les amas ? Les binaires primordiales sont-elles détruites par ces interactions ? Et si la réponse est oui, le taux de rétention des objets compacts dans les amas dépend-il uniquement de la population de binaires primordiales ? Tout ceci est du plus grand intérêt pour l'étude de la stabilité des amas et du problème de la rétention des objets compacts (voir Pfahl et al. 2002).

Le grand nombre d'étoiles à neutrons contenues dans les amas est également extrêmement intéressant pour l'étude de ces astres. Près de cent binaires X de faible masse contenant une étoile à neutrons pourraient se trouver dans les amas globulaires de notre galaxie (Pooley et al. 2003a). Grâce aux modèles d'émission des étoiles à neutrons à travers une atmosphère d'hydrogène pur, il est possible de contraindre fortement le rayon des étoiles à neutrons à partir de leur étude spectrale. Cette contrainte est d'autant plus forte que la distance des amas est bien connue (cela permet de réduire l'incertitude sur les paramètres spectraux). Si la masse de l'objet compact peut être déterminée, alors il serait possible de contraindre l'équation d'état de la matière condensée.

Il peut également être intéressant de se pencher sur l'apport que peut fournir un amas globulaire en binaires X de faible masse au disque galactique. Si les amas globulaires s'évaporent ou sont détruits par des phénomènes de marée (voir par exemple Meylan 2003), ils devraient laisser dans le disque ou le halo des objets compacts et des binaires. Des binaires X dont l'orbite se trouve hors du plan galactique (comme XTE J1118+480, Mirabel et al. 2001) pourraient avoir été éjectées d'amas globulaires. Une étude de telles sources permettrait de contraindre fortement les mécanismes de rétention des binaires dans les amas globulaires, et ainsi de mieux connaître les effets dynamiques des interactions entre les binaires et les étoiles de l'amas.

Enfin, puisque la formation de binaires par interactions dynamiques semble d'autant plus efficace que les astres constituant la binaire sont massifs, les amas globulaires pourraient favoriser la formation de binaires dont les deux objets seraient des astres compacts. Cette catégorie de binaire émet des ondes gravitationnelles, qui peuvent être éventuellement observées par les détecteurs LISA ou VIRGO, et fournir ainsi une nouvelle estimation de l'efficacité du processus de formation de binaires par interactions dynamiques. En outre, les

binaires composées de deux astres compacts sont des candidats potentiels pour les sursauts gamma de courtes durées (voir par exemple Perna & Belczynski 2002). Des observations de SWIFT, associées à des observations X et optiques, pourraient confirmer cette association. Si le temps caractéristique de fusion d'une telle binaire est de l'ordre de grandeur (ou supérieur) du temps caractéristique d'interaction de la binaire, la binaire est détruite ou perturbée avant d'avoir pu fusionner. De fortes contraintes peuvent alors être posées sur les mécanismes de rétention (ou d'éjection) des astres compacts et des binaires dans les amas globulaires. Dans le cas contraire, la binaire peut produire un sursaut gamma. La formation d'une binaire avec deux astres compacts entraînera alors la production d'un sursaut gamma. Ceci est le meilleur signal observable pour déterminer le nombre de telles binaires formées par an et par amas, et donc pour poser des contraintes fortes sur l'efficacité du mécanisme de formation dynamique des binaires.

3 Le futur du programme d'observation des sources X des amas globulaires

Afin de poursuivre mon étude, de nouvelles observations lors des prochains cycles d'observation de XMM-Newton et de Chandra sont nécessaires. L'échantillon constitué jusqu'à présent n'inclue en effet que des amas dont la taille est soit très faible ou soit très importante.

Compléter cet échantillon avec des amas couvrant les tailles et densités moyennes (voir Tableau 21) permettra de mieux comprendre la répartition des différentes populations de sources X faibles. La majorité de ces observations devrait être conduite par XMM-Newton et Chandra opérant ensemble, afin de conjuguer leurs capacités spectrales et spatiales.

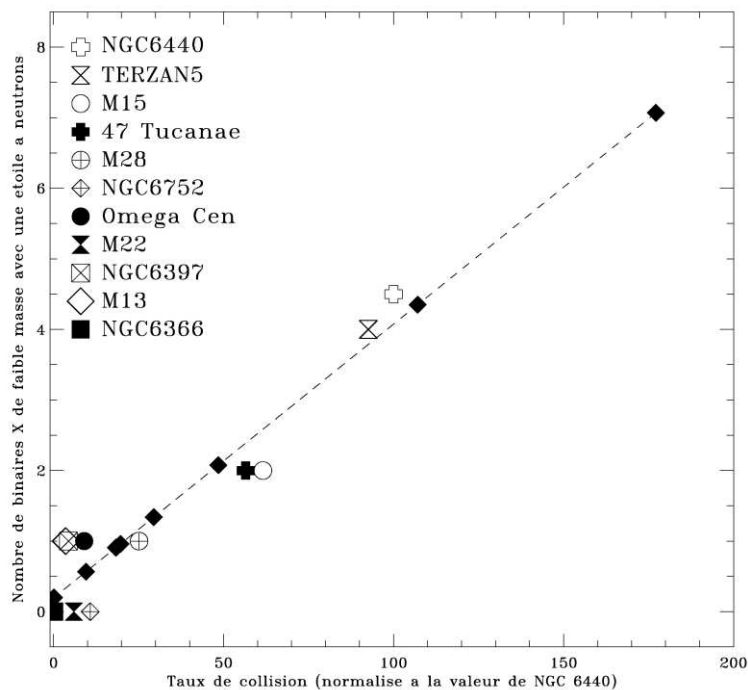


Figure 46 : Nombre de binaires X de faible masse attendues dans un amas globulaire en fonction du taux de collision (losanges pleins). Les amas déjà observés ont été ajoutés sur la figure pour indiquer la répartition de l'échantillon proposé. Les amas sont (par ordre de taux de collision) : NGC 4372, NGC 6553, NGC 6541, NGC 5286, NGC 6139, NGC 362, NGC 2808, NGC 6441 et NGC 6388.

Actuellement seules une vingtaine de binaires X de faible masse contenant une étoile à neutrons sont détectées en quiescence et treize sont détectées en activité. Deux tiers de la population de ces binaires dans les amas globulaires sont inconnues (Pooley et al. 2003a).

J'ai regroupé dans le Tableau 22 les amas qui me semblent être des cibles de choix pour la détection de ces objets inconnus. Le nombre de sources attendues, tel qu'estimé par la corrélation que j'ai observé (Figure 46) y est indiqué. Des observations faites par Chandra et XMM-Newton pourraient détecter dans ces amas au moins 18 nouvelles binaires X de faible masse en quiescence.

Amas	Taux de collision	Amas	Taux de collision
NGC 6273	12.289	NGC 362	29.505
NGC 6638	5.716	NGC 6864	20.743
NGC 6333	6.808	NGC 6139	19.699
NGC 6254	2.567	NGC 7089	10.912

Tableau 21 : Cibles potentielles lors de prochaines observations de XMM-Newton ou de Chandra. A gauche, les amas sont des cibles observables par XMM-Newton, et à droite des cibles ne pouvant être observées que par Chandra.

Amas	Binaires X de faible masse attendues	Instrument le plus adéquat
NGC 6388	7.068	Chandra
NGC 6441	4.350	Chandra
NGC 2808	2.076	Chandra XMM-Newton
NGC 362	1.340	Chandra
NGC 6139	0.96	Chandra
NGC 5286	0.912	Chandra XMM-Newton
NGC 6541	0.906	XMM-Newton
NGC 6553	0.567	XMM-Newton
NGC 4372	0.201	XMM-Newton

Tableau 22 : Amas pouvant contenir des binaires X de faible masse avec une étoile à neutrons. Sont indiqués pour chaque amas le nombre de sources attendues ainsi que l'instrument le plus adéquat pour l'observation de l'amas.

Enfin, la recherche et la détection de nombreuses sources X dans les amas doivent être accompagnées par des observations multi longueur d'ondes afin de contraindre les paramètres physiques et la nature individuelle de chaque source. Ce travail, qui a déjà débuté pour l'amas M22 (Webb et al. 2004), devrait être effectué pour chaque amas observé.

Il reste donc encore beaucoup de travail à effectuer sur les amas globulaires et leurs sources X, tant pour contraindre les populations de sources que leurs mécanismes de formation.

Table des illustrations

Figure 1 : Profils de King calculés selon l'équation 1. La normalisation k a été choisie de façon à ce que la valeur du profil à $r=0$ soit constante (King 1962).....	16
Figure 2 : Diagramme couleur-magnitude de l'amas globulaire NGC 6273. Les différentes classes d'étoiles sont indiquées sur le diagramme (Piotto et al. 1999).....	18
Figure 3 : Répartition en luminosité des sources X des amas globulaires (Hertz & Grindlay 1983b).	19
Figure 4 : Image du cœur de l'amas globulaire NGC 6440 observé par Chandra. Les cercles représentent les rayons de demi-masse (trait plein) et de cœur (pointillés, Pooley et al. 2002b).	20
Figure 5 : Modèle d'émission du rayonnement thermique d'une étoile à neutrons calculé pour différentes valeurs du champ gravitationnel généré par l'étoile à neutrons (Zavlin et al. 1996).	23
Figure 6 : Modèle d'émission du rayonnement thermique d'une étoile à neutrons calculé pour différentes compositions de l'atmosphère de l'étoile à neutrons (Zavlin et al. 1996).	24
Figure 7 : Courbe de luminosité X de la RS CVn CF du Toucan durant un sursaut d'activité (Kürster et Schmitt 1996).....	26
Figure 8 : Image XMM EPIC-PN du champ du trou de Lockman (temps de pose de 100 kilosecondes, Hasinger et al. 2001).	27
Figure 9 : Simulation de l'évolution d'un amas globulaire au cours du temps. En haut, le nombre de binaires formées par l'amas (cette simulation ne prend pas en compte les binaires primordiales). Au milieu, le rayon de cœur de l'amas. La formation dynamique de binaires permet de stopper l'effondrement des amas. En bas, l'énergie moyenne des étoiles comparée à l'énergie d'échappement. Chaque période d'effondrement s'accompagne d'une augmentation de l'énergie moyenne des étoiles (Baumgardt et al. 2002).	33
Figure 10 : Vue d'artiste du satellite XMM-Newton.	35
Figure 11 : Schéma de principe des miroirs de XMM-Newton. Les rayons X sont déviés par le miroir en incidence rasante, plaçant le point focal à 7.5 mètres des miroirs (Ehle et al. 2003).	36
Figure 12 : Chemin optique des deux unités de focalisation équipées des réseaux par réflexion RGA. La séparation entre le foyer primaire et le foyer secondaire a été exagérée pour des raisons de clarté (Ehle et al. 2003).....	36
Figure 13 : Plan de détection de la caméra PN. On remarque les 12 CCDs du détecteur (Ehle et al. 2003).....	37
Figure 14 : Images obtenues avec les différents modes d'observation de la caméra PN : Full Frame (en haut à gauche), large window (en haut à droite), small window (en bas à gauche) et timing (en bas à droite, Ehle et al. 2003).	39
Figure 15 : Plan de détection d'une des caméra MOS. Le CCD central est en arrière plan des autres CCDs de façon à suivre la courbure du plan focal (Ehle et al. 2003).	39
Figure 16 : Image de M13 prise dans le filtre UVW1 avec le moniteur optique. On note que le centre de l'amas n'est pas résolu.	40
Figure 17 : Courbe de lumière d'une observation XMM-Newton durant laquelle un sursaut de protons s'est produit (Ehle et al. 2003).....	41
Figure 18 : Image du champ de vue de M22. Un sursaut de protons s'est produit lors de cette observation. On remarque clairement la limite entre le champ de vue et les zones situées hors du champ de vue.	42
Figure 19 : Images de la caméra PN prises dans diverses bandes d'énergies. On retrouve les raies dues au châssis du satellite (en haut à gauche, Ti + V + Cr), celle de l'électronique	

du circuit (en bas à gauche, Ni), celles de la carte électronique (en haut à droite, Cu) et celle du support du détecteur (en bas à droite, Mo, Ehle et al. 2003).....	43
Figure 20 : Surface efficace pour chaque détecteur en fonction de l'énergie des photons incidents (Ehle et al. 2003).....	44
Figure 21 : Nombre de fausses sources détectées dans le champ de vue en fonction du seuil de maximum de vraisemblance. Les courbes noire et rouge correspondent aux détections faites dans une seule bande d'énergie (la méthode que j'ai choisie), la courbe verte correspond aux détections faites dans cinq bandes simultanément (la méthode utilisée pour détecter les sources du catalogue 1XMM). Le décrochage de la courbe rouge par rapport à la courbe noire (à ML=8) est dû à un paramètre mal ajusté lors des détections (d'après le Guide de l'Utilisateur du Catalogue 1XMM, édité par le Consortium SSC). 46	46
Figure 22 : Flux des sources détectées dans l'amas M13 en fonction de la position radiale de la source par rapport au centre du champ de vue.	46
Figure 23 : L'amas globulaire Oméga du Centaure. Crédit photo : Loke Kun Tan & NASA Astronomy Picture of the Day.	49
Figure 24 : Image optique de l'amas globulaire M13 d'Hercule. Crédit photo : NASA (astronomy picture of the day) & Y. Kitahara.....	69
Figure 25 : Images du champ de vue de ROSAT lors des observations de M13. A gauche, une image de l'ensemble du champ de vue. Le flux des sources est représenté par la taille du symbole. Les croix représentent les sources détectées par le HRI, les carrés représentent celles détectées par le PSPC. Les rayons des deux cercles sont 15 et 20 minutes d'arc. A droite, un zoom sur le cœur de l'amas. Les deux sources du cœur, Ga et Gb y sont indiquées avec les sources UV de Ferraro et al. 1997 (voir ci-dessous).....	70
Figure 26 : Image du centre du champ de vue de M13. Les cercles représentent les rayons de cœur (trait plein) et de demi-masse (pointillés). Les sources détectées par XMM-Newton sont représentées par des croix, alors que les sources ROSAT sont représentées par les cercles pleins. Les boîtes d'erreurs sont de la taille des symboles.	70
Figure 27 : Image du champ de vue de M13. Les symboles sont les mêmes que ceux de la Figure 26. Le mauvais ajustement entre la source ROSAT située la plus à droite et la source XMM-Newton est dû à la présence d'un bord de CCD à cet endroit.	71
Figure 28 : Boîte d'erreur du candidat binaire X de faible masse dans M13 observée avec le HST. A gauche, l'image prise dans le filtre F336W (U). A droite, l'image prise dans le filtre F555W (V). Sur les deux images, le cercle représente la boîte d'erreur sur la position du candidat binaire X (tenant compte de l'incertitude systématique de XMM-Newton). Les deux flèches indiquent les candidats potentiels.	77
Figure 29 : L'amas globulaire M22. Crédit photo : N.A.Sharp, Research Experiences for Undergraduates program, National Optical Astronomy Observatory/Association of Universities for Research in Astronomy/National Science Foundation.	80
Figure 30 : Vue optique de la constellation du sagittaire. Les objets du catalogue de Messier présents sur l'image, dont les amas globulaires M22 et M28 sont indiqués.....	80
Figure 31 : Image en contour du cœur de M22. Les cercles représentent le rayon de cœur (trait plein) et de demi-masse de l'amas (pointillés). Les sources détectées sont indiquées par les étoiles pleines.	81
Figure 32 : Image de la source étendue de M22. Comme sur la Figure 31, les sources détectées sont indiquées avec des étoiles pleines. La déformation à gauche de cette source est due à la présence d'un bord de CCD.....	82
Figure 33 : spectre (à gauche) et courbe de lumière (à droite) de la source centrale de M22. Le spectre (données des trois caméras EPIC) est ajusté avec un modèle de loi de puissance absorbé. La courbe de luminosité (données PN) est présentée avec un regroupement par intervalle de 1000 secondes. T ₀ représente la date de la fin du sursaut de protons s'étant produit pendant l'observation.....	84

- Figure 34 : Spectre (à gauche) et courbe de lumière (à droite) de la source numéro 4 de l'amas M22. Cette source est la seconde source du cœur par ordre de luminosité. Le spectre (données des trois caméras EPIC) est représenté avec un modèle de loi de puissance. La courbe de lumière (données de la caméra PN) est représentée avec un regroupement par intervalle de 2000 secondes. T_0 représente la date de fin du sursaut de protons s'étant produit pendant l'observation.85
- Figure 35 : diagramme couleur-couleur de M22. A gauche, les sources détectées dans deux fois le rayon de demi-masse. Les deux sources étudiées spectralement sont représentées par deux carrés pleins. Les autres sources du rayon de demi-masse sont représentées par les ronds pleins. Une barre d'erreur moyenne est indiquée. Les lignes représentent les couleurs attendues pour un spectre de loi de puissance (croix), de Bremsstrahlung (étoiles) et de corps noir (plus). A droite, le même diagramme pour toutes les sources du champ de vue.86
- Figure 36 : diagramme couleur-luminosité de M22. A gauche, les sources détectées dans deux fois le rayon de demi-masse. Les symboles sont les mêmes que ceux de la Figure 35. A droite, le même diagramme pour toutes les sources du champ de vue. Une barre d'erreur représentative est indiquée. Les couleurs de la Figure 35 et la couleur utilisée dans cette figure sont différentes (afin d'augmenter la signification statistique de la valeur de la couleur et donc de réduire la barre d'erreur sur la couleur).86
- Figure 37 : Image de l'amas NGC6366, situé dans la constellation de l'Ophiucus.87
- Figure 38 : image du centre du champ de vue de NGC 6366. Les cercles représentent les rayons de cœur (cercle intérieur) et de demi-masse (cercle extérieur).88
- Figure 39 : Images du cœur de l'amas NGC 6366. En haut à gauche, une image prise par XMM-Newton. A droite, la même région de l'amas observée avec Chandra. Un agrandissement de l'image de Chandra autour de la source du cœur est présenté en bas à gauche. L'étalement de la source du cœur dans l'image de XMM-Newton est en accord avec la position de la multitude de sources Chandra. Les images Chandra sont extraites de Pooley et al. 2003b (communiquées avant publication par David Pooley).89
- Figure 40 : simulation de la détection de sources X faibles dans les amas. La distribution de sources est bi -modale : à faible taux de collision (< 20 , 5 amas sur les 9), les sources sont toutes primordiales. A fort taux de collision, (> 20 , 4 amas sur les 9) les sources sont toutes formées dynamiquement.97
- Figure 41 : nombre de binaires X de faible masse contenant une étoile à neutrons détectées dans les amas globulaires en fonction du taux de collision. La valeur de ce taux a été normalisée à 100 pour NGC 6440.99
- Figure 42 : Nombre d'étoiles à neutrons connues dans les amas globulaires en fonction de la masse des amas. M22 ne contient pas d'étoile à neutrons connue (son point est situé à 0.1 étoiles à neutrons afin d'apparaître sur l'échelle logarithmique).101
- Figure 43 : A gauche, le nombre de sources associées aux amas globulaires en fonction du taux de collision des amas. A droite, le même diagramme réalisé avec une échelle logarithmique. Les barres d'erreurs représentent l'incertitude sur le nombre de sources de fond pour chaque amas.102
- Figure 44 : Nombre de sources détectées dans le rayon de demi-masse des amas globulaires comparé aux taux de collision des amas. La luminosité limite est de $\sim 4 \times 10^{30} \text{ erg s}^{-1}$ pour tous les amas sauf pour les amas NGC 6393 et NGC 6440 (représentés par des flèches, Pooley et al. 2003a).103
- Figure 45 : Nombre de sources détectées dans les amas globulaires en fonction de la masse des amas. Les symboles utilisés sont les mêmes que ceux de la Figure 43.104
- Figure 46 : Nombre de binaires X de faible masse attendues dans un amas globulaire en fonction du taux de collision (losanges pleins). Les amas déjà observés ont été ajoutés sur la figure pour indiquer la répartition de l'échantillon proposé. Les amas sont (par

ordre de taux de collision) : NGC 4372, NGC 6553, NGC 6541, NGC 5286, NGC 6139,
NGC 362, NGC 2808, NGC 6441 et NGC 6388.107

Table des tableaux

Tableau 1 : Sources détectées lors du programme d'observation des amas globulaires par EINSTEIN (Hertz & Grindlay 1983b).....	19
Tableau 2 : Nombre de sources X détectées par ROSAT dans les amas globulaires de la galaxie (Verbunt 2001).	20
Tableau 3 : Candidats potentiels pour expliquer la nature des sources X faibles. Les luminosités observées sont des luminosités typiques (valeurs extraites des revues de Rutledge 2003, Kong et al. 2002, Hameury et al. 2003, Cool et al. 2002, Becker & Trümper 1999, Dempsey et al. 1993a, 1993b, 1997).	27
Tableau 4 : Modes d'observation de la caméra PN. Le champ de vue, la résolution temporelle, le flux maximum observable et l'objectif scientifique majeur du mode sont indiqués (Strüder et al. 2001).	38
Tableau 5 : Modes d'observation des caméras MOS. La taille de la zone active du CCD central, la résolution temporelle, le flux maximum observable et l'objectif scientifique majeur du mode sont indiqués (Ehle et al. 2003).	38
Tableau 6 : Intervalles de confiance et probabilités associées aux diverses hypothèses d'association des sources à l'amas	72
Tableau 7 : Journal des observations optique du candidat binaire X avec une étoile à neutrons.	77
Tableau 8 : Position des candidats contrepartie optique à la binaire X avec étoile à neutrons détectée dans M13. Les positions sont indiquées en coordonnées J2000, l'erreur statistique sur ces position en secondes d'arc. Une incertitude systématique de 0.5 secondes d'arc doit être ajoutée à l'erreur statistique.	78
Tableau 9 : Magnitudes observées des deux candidats dans les filtres F336W (U), F555W (V) et F785LP (~I). L'erreur sur chaque magnitude est d'environ 0.2 magnitudes. La magnitude F785LP du candidat extérieur ne peut pas être déterminée à cause d'une étoile brillante très proche du candidat.....	78
Tableau 10 : Magnitudes corrigées de Cen X-4 et 47 Tuc X-5 comparées aux magnitudes des deux candidats contrepartie optique. Les corrections tiennent compte de la distance et de l'absorption galactique. La luminosité X est calculée entre 0.5 et 5.0 keV sauf pour 47 Tuc X-5 (0.5-2.5 keV).	78
Tableau 11 : Intervalles de confiance et probabilités associées aux diverses hypothèses d'association des sources à l'amas	83
Tableau 12 : Ajustements spectraux réalisés pour la source centrale de M22. La valeur de la colonne de densité a été fixée puis laissée libre lors des ajustements. Le flux est indiqué dans la bande d'énergie 0.5 – 5.0 keV et est non absorbé. La luminosité est calculée pour une distance assumée de 3.2 kpc.	84
Tableau 13 : Ajustements spectraux réalisés pour la seconde source du cœur de M22 La valeur de la colonne de densité a été fixée puis laissée libre lors des ajustements. Le flux, indiqué dans la bande d'énergie 0.5 – 5.0 keV, est non absorbé. La luminosité est calculée pour une distance de 3.2 kpc. Le modèle de rayonnement de bremsstrahlung n'est pas contraint, aussi les erreurs sont inconnues (supérieures à ± 200 keV pour la température).....	85
Tableau 14 : Récapitulatif des observations de XMM-Newton. Pour chaque amas sont indiqués le nombre de sources détectées et le nombre de sources non associées à l'amas dans le rayon de demi-masse, ainsi que la luminosité limite dans la bande 0.5-5 keV....	93
Tableau 15 : Récapitulatif des amas globulaires observés par Chandra et dont une liste de sources a été publiée. Le nombre de sources détectées se réfère aux sources situées dans le rayon de demi-masse (NGC 6440 et NGC 6752) ou dans le détecteur ACIS-I3. La luminosité limite est donnée dans la bande 0.5-5 keV.	93

Tableau 16 : Facteur $\rho_0^{1.5} r_c^2$ calculé pour les amas observés par XMM-Newton ou Chandra. Les valeurs ont été normalisées afin que la valeur de NGC 6440 soit 100.....	96
Tableau 17 : Récapitulatif des observations XMM-Newton des amas globulaires. Le nombre de transitoires X quiescentes contenant une étoile à neutrons, la luminosité de ces binaires et la luminosité limite atteinte y sont indiqués. Pour l'amas NGC 6366, la luminosité limite indiquée est celle de l'ensemble des sources du cœur non résolues.....	98
Tableau 18 : Récapitulatif des observations Chandra des amas globulaires. Comme pour le Tableau 17, sont indiqués le nombre de transitoires X contenant une étoile à neutrons ainsi que les luminosités détectées et minimales.....	98
Tableau 19 : Résumé des pulsars connus dans les amas globulaires de mon échantillon.	100
Tableau 20 : nombre de sources X faibles pouvant être détectées dans les amas globulaires observés par Chandra ou XMM-Newton, pour une luminosité limite de $3.0 \times 10^{31} \text{ erg s}^{-1}$ (0.5-5.0 keV). La valeur de la masse est extraite de l'article de Pryor & Meylan (1993), sauf dans le cas de l'amas NGC 6440, où elle est extraite de l'article de Heitsch & Richter (1999).....	102
Tableau 21 : Cibles potentielles lors de prochaines observations de XMM-Newton ou de Chandra. A gauche, les amas sont des cibles observables par XMM-Newton, et à droite des cibles ne pouvant être observées que par Chandra.	108
Tableau 22 : Amas pouvant contenir des binaires X de faible masse avec une étoile à neutrons. Sont indiqués pour chaque amas le nombre de sources attendues ainsi que l'instrument le plus adéquat pour l'observation de l'amas.	108

Références

A

- Abramowicz M.A., Czerny B., Lasota J.P., et al., *ApJ* 332, 646, 1988
- D'Amico N., Possenti A., Manchester R.N., et al., in 20th Texas symposium on relativistic astrophysics, Austin, Texas, edited by C. Wheeler & H. Martel, AIP conference proceedings volume 586, p526, 2001a
- D'Amico N., Lyne A.G., Manchester R.N., *ApJ* 548, L171, 2001b
- D'Amico N., Possenti A., Fici L., et al., *ApJ* 570, L89, 2002
- Anderson A.J., Mass segregation in Globular Clusters M92, 47 Tucanae and Omega Centauri, PhD Thesis of the University of Californai, Berkeley, 1997
- Angelini L., Loewenstein M., Mushotzky R.F., *ApJ* 557, L35, 2001
- Arons J. & Tavani M., *ApJ* 403, 249, 1993
- Arzoumanian Z., Chernoff D.F., Cordes J.M., *ApJ* 568, 289, 2002
- Asai K., Donati T., Mitsuda K., et al., *PASJ* 48, 257, 1996
- Asai K., Donati T., Hoshi R., et al., *PASJ* 50, 611, 1998
- Ashman K.M. & Zepf S.E., globular cluster systems, 1998

B

- Ballet J., X-ray spectroscopy, in *Stades ultimes de l'évolution stellaire, école d'été d'aussois du CNRS, EAS publications series vol. 7*, 125, 2003
- Baumgardt H., Hut P., Heggie D.C., *MNRAS* 336, 1069, 2002
- Baumgardt H., Hut P., Makino J., et al., *ApJ* 582, L21, 2003
- Baumgardt H. & Makino J., *MNRAS* 340, 227, 2003
- Becker W. & Trümper J., *A&A* 341, 803, 1999

- Becker W., Swartz D., Pavlov G., et al., *ApJ* 594, 798, 2003
- Bhattacharya D. & van den Heuvel E.P.J., *Physics reports* 203, 1, 1991
- Brown E.F., Bildstein L., Rutledge R.E., *ApJ* 504, L95, 1998

C

- Campana S. & Stella L., in *The Restless High-Energy Universe* (Amsterdam, May 5-8, 2003), edited by E.P.J. van den Heuvel, J.J.M. in 't Zand, and R.A.M.J. Wijers, in press, *astro-ph/0309811*, 2003
- Campana S., Israel G.L., Stella L., et al., *ApJ* in press, *astro-ph/0309775*, 2003
- Carson J.E., Cool A.M., Grindlay J.E., *ApJ* 532, 461, 2000
- Cash W., *ApJ* 228, 939, 1979
- Clark G.W., Makert T.H., Li F.K., *ApJ* 199, 293, 1975
- Cool A.M., Haggard D., Carlin J.L., in *Omega Centauri : a unique window into astrophysics*, ASP conference proceedings volume 265, edited by F van Leeuwen, J.D. Hughes & G. Piotto, 2002
- Coté P., Djorgovski S.G., Meylan G., et al., *ApJ* 574, 783, 2002
- Cruddace R.G., Hasinger G., Schitt J.H., in *Astronomy from large databases : scientific objectives and methodological approaches*, ESO (A89-27176 10-82), 177, 1988

D

- Dempsey R.C., Linsky J.L., Fleming T.A., et al., *ApJS* 182, 2810, 1993a
- Dempsey R.C., Linsky J.L., Schmitt J.H.M.M., et al., *ApJ* 413, 333, 1993b

- Dempsey R.C., Linsky J.L., Fleming T.A., et al., *ApJ* 478, 358, 1997
 Dickey J.M. & Lockman F.J., *ARA&A* 28, 215, 1990
 Di Stefano R., Kong A.K.H., Garcia M.R., et al., *ApJ* 570, 618, 2002
 Djorgovski S.G., in *Structure and dynamics of globular clusters*, edited by S.G. Djorgovski & G. Meylan, *PASP* 50, 373, 1993
 Drukier G.A., *MNRAS* 280, 498, 1996

E

- Edmonds P.D., Heinke C.O., Grindlay J.E., et al., *ApJ* 564, L17, 2002
 Edmonds P.D., Gilliland R.L., Heinke C.O., et al., *ApJ* 596, 1177, 2003a
 Edmonds P.D., Gilliland R.L., Heinke C.O., et al., *ApJ* 596, 1197, 2003b
 Ehle M., Breitfellner M., Gonzales Riestra R., et al., *The XMM-Newton user manual*, disponible à l'adresse : xmm.vilspa.esa.es/external/xmm_user_support/documentation/index.shtml, 2003
 Elson R., Hut P., Inagaki S., *ARA&A* 25, 565, 1987
 Endl M., Strassmeier K.G., Kurster M., *A&A* 328, 565, 1997
 Esin A.N., McClintock J.E., Narayan R., *ApJ* 489, 865, 1997

F

- Ferraro F.R., Paltrinieri B., Fusi Pecci F., et al., *MNRAS* 292, L45, 1997
 Ferraro F.R., Paltrinieri B., Parece F., et al., *ApJ*, 542, L29, 2000
 Ferraro F.R., Bellazzini M., Pancino E., *ApJ* 573, L95, 2002
 Ferraro F.R., Sills A., Rood R.T., et al., *ApJ* 588, 464, 2003
 Forman W., Jones C., Cominsky L., et al., *ApJS* 38, 357, 1978
 Fox D., Lewin W.H.G., Mangon B., et al., *MNRAS* 282, 1027, 1996
 Frank J., King A.R., Raine D.J., *accretion power in astrophysics*, 1992

- Fregeau J.M., Gurkan M.A., Joshi K.J., et al., *ApJ* 593, 772, 2003

G

- Garmire G., Feigelson E.D., Broos P., et al., *AJ* 120, 1426, 2000
 Garmire G., Bautz M.W., Ford P.G., et al., *SPIE* 4851, 28, 2003
 Gendre B., Barret D., Webb N.A., *A&A* 400, 521, 2003a
 Gendre B., Barret D., Webb N.A., *A&A* 403, L11, 2003b
 Gerssen J., van der Marel R.P., Gebhardt K., et al., *AJ* 124, 3270, 2002
 Giacconi R., Kellogg E., Gorenstein P., et al., *ApJ* 165, L27, 1971
 Giacconi R., Murray S., Gursky M., et al., *APJS* 27, 37, 1974
 Giacconi R., Branduardi G., Briel U., et al., *ApJ* 230, 540, 1979
 Giacconi R., Rosati P., Tozzi P., et al., *ApJ* 551, 624, 2001
 Grindlay J.E., in *Highlights of Astronomy* volume 4, 111, 1977
 Grindlay J.E., *IAUS* 125, 173, 1987
 Grindlay J.E., Heinke C.O., Edmonds P.D., et al., *Science* 292, 2290, 2001a
 Grindlay J.E., Heinke C.O., Edmonds P.D., et al., *ApJ* 563, L53, 2001b
 Grindlay J.E., Camilo F., Heinke C.O., et al., *ApJ* 581, 470, 2002
 Guide de l'utilisateur du catalogue 1XMM, Consortium SSC, disponible à l'adresse : www.star.le.ac.uk/newpages/UserGuide_1xmm.html, 2003
 Guillout P. & Motch C., in *X-ray surveys, in the light of the new observatories workshop*, *AN* 324, 81, 2003

H

- Hameury J.-M., Barret D., Lasota J.P., et al., *A&A* 399, 631, 2003
 Harris W.E., *AJ* 112, 1487, 1996
 Harris W.E., mise à jour du catalogue disponible à l'adresse :

physun.physics.mcmaster.ca/~harris/
mwgc.dat, 1999

- Harris W.E. & Pudritz R.E., ApJ 429, 177, 1994
- Hasinger G., Altieri B., Arnaud M., et al., A&A 365, L45, 2001
- Heggie D.C., MNRAS 173, 729, 1975
- Heinke C.O., Edmonds P.D., Grindlay J.E., ApJ 562, 363, 2001
- Heinke C.O., Edmonds P.D., Grindlay J.E., et al., ApJ 590, 809, 2003a
- Heinke C.O., Grindlay J.E., Lloyd D.A., et al., ApJ 588, 452, 2003b
- Heinke C.O., Grindlay J.E., Edmonds P.D., et al., soumis à l'ApJ, astro-ph/0305443, 2003c
- Heinke C.O., Grindlay J.E., Lugger P.M., et al., soumis à l'ApJ, astro-ph/0305445, 2003d
- Heitsch F. & Richter T., A&A 347, 455, 1999
- Hénon M., Annales d'Astrophysiques, volume 24, 369, 1961
- den Herder J.W., Brinkman A.C., Kahn S.M., et al., A&A 365, L7, 2001
- Hertz P. & Grindlay J.E., ApJ 267, L83, 1983a
- Hertz P. & Grindlay J.E., ApJ 275, 105, 1983b
- Hesser J.E., in Progress and Opportunities in Southern Hemisphere Optical Astronomy, ASP conference serie, 1988
- Hut P., McMillan S., Goodman J., et al., PASP 104, 981, 1992

I

- Ichimaru S., ApJ 214, 840, 1977

J

- Jansen F., Lumb D., Altieri B., et al., A&A 365, L1, 2001
- Johnston H.M., Verbunt F., Hasinger G., A&A 289, 763, 1994
- Johnston H.M., Verbunt F., Hasinger G., A&A 309, 116, 1996

K

- Kalogera V., King A.R., Rasio F.A., ApJ submitted, astro-ph/0308485, 2003
- Kaluzienski L.J., Holt S.S., Swank J.H., ApJ 241, 779, 1980
- Kaluzny J., Kubiak M., Szymanski M., et al., A&AS 120, 139, 1996
- Kaluzny J., Kubiak M., Szymanski M., et al., A&AS 122, 471, 1997
- Kaluzny J., Thompson I., Krzeminski W., et al., in Omega Centauri : a unique window into astrophysics, ASP conference proceedings volume 265, edited by F van Leeuwen, J.D. Hughes & G. Piotto, 2002
- King A.R., Davies M.B., Beer M.E., MNRAS 345, 678, 2003
- King I.R., AJ 67, 471, 1962
- King I.R., AJ 71, 64, 1966
- King I.R., in New Horizons in globular cluster astronomy, edited by G. Piotto, ASP conference serie Volume 296, 3, 2003a
- King I.R., in New Horizons in globular cluster astronomy, edited by G. Piotto, ASP conference serie Volume 296, 167, 2003b
- King I.R., Anderson J., Cool A.M., et al., ApJ 492, L37, 1998
- Kong A.K.H., McClintock J.E., Garcia M.R., et al., ApJ 570, 277, 2002
- Kulkarni S.R., Hut P., McMillan S., Nature 364, 421, 1993
- Kürster M. & Schmitt J.H.M.M., A&A 311, 211, 1996
- Kuulkers E., Norton A., Schwope A., et al., X-rays from cataclysmic variables, in Compact stellar X-ray sources, edited by W.H.G. Lewin & M. van den Klis, Cambridge University Press, astro-ph/0302351, 2003

L

- Lasota J.P., A&A 360, 575, 2000
- Lewin W.H.G., van Paradijs J., Taam R.E., X-ray bursts, in X-ray binaries, edited by W.H.G. Lewin, J. van

Paradijs & E.P. van den Heuvel,
Cambridge University Press, 1995
Liu Q.Z., van Paradijs J., van den Heuvel
E.P.J., A&A 368, 1021, 2001
Lockman F.J., Jahoda K., McCammon D.,
ApJ 302, 432, 1986
Lugger P.M., et al., en préparation, 2003
Lumb D., Warwick R.S., Page M., et al.,
A&A 389, 93, 2002
Lyden-Bell D., Wood R., MNRAS 138,
495, 1968
Lyne A.G., Manchester R.N., d'Amico N.,
ApJ 460, L41, 1996

M

Makino J., Taiji M., Ebisuzaki T., et al.,
ApJ 480, 432, 1997
Manchester R.N., Lyne A.G., Robinson C.,
et al., Nature 352, 219, 1991
van der Marel R.P., Carnegie
Observatories Astrophysics Series
V1, in press, astro-ph/0302101, 2003
Mason K.O., Breeveld A., Much R., et al.,
A&A 365, L36, 2001
Mc Millan S., in New Horizons in globular
cluster astronomy, edited by G.
Piotto, ASP conference serie Volume
296, 53, 2003
Miller M.C., Hamilton D.P., MNRAS 330,
232, 2002
Meylan G., in New Horizons in globular
cluster astronomy, edited by G.
Piotto, ASP conference serie Volume
296, 17, 2003
Meylan G., Mayor M., Duquenois A., et
al., A&A 307, 761, 1995
Meylan G. & Heggie D.C., A&Arv 8, 1,
1997
Mirabel I.F., Dhawan V., Mignani R.P., et
al., Nature 413, 139, 2001
Motch C., Herent O., Guillout P., in X-ray
surveys, in the light of the new
observatories workshop, AN 324, 61,
2003
Mullins L.D., Stone R.L., Evans S.W.,
définition de l'orbite du satellite
AXAF-Chandra, document NASA,
1999

N

Narayan R., Yi I., ApJ 452, 710, 1995
Narayan R., McClintock J.E., Yi I., ApJ
457, 821, 1996
Narayan R., Barret D., McClintock J.E.,
ApJ 482, 448, 1997
Nemec J.M., Cohen J.G., ApJ 336, 780,
1989
Norris J.E., Freeman K.C., Mayor M., et
al., ApJ 487, L187, 1997

O

Odenkirchen M., Grebel E.K., Rocksi
C.M., et al., ApJ 548, L165, 2001
Odenkirchen M., Grebel E.K., Dehnen W.,
et al., ApJ in press, astro-
ph/0307446, 2003

P

Pancino E., Ferraro F.R., Bellazzini M., et
al., ApJ 534, L83, 2000
Paresce F. & De Marchi G., ApJ 534, 870,
2000
Pavlov G.G., Shibano I.A., Zavlin V.E.,
MNRAS 253, 193, 1991
Peebles P.J.E., Dicke R.H., ApJ 154, 891,
1968
Perna R., Belezynski K., ApJ 570, 252,
2002
Pfahl E., Rappaport S., Podsiadlowski P.,
ApJ 573, 283, 2002
Piotto G., Zoccali M., King I.R., et al., AJ
118, 1727, 1999
Platais I., Wyse R.F.G., Hebb L., et al.,
ApJ 591, L127, 2003
Pont F., Mayor M., Turon C., et al., A&A
329, 87, 1998
Pooley D., Lewin W.H.G., Homer, L., et
al., ApJ 569, 405, 2002a
Pooley D., Lewin W.H.G., Verbunt, F., et
al., ApJ 573, 184, 2002b
Pooley D., Lewin W.H.G., Anderson S.F.,
et al., ApJ 591, L131, 2003a
Pooley D., et al., en préparation, 2003b
Pooley D., et al., en préparation, 2003c

Pryor C. & Meylan G. in Structure and dynamics of globular clusters, edited by S.G. Djorgovski & G. Meylan, PASP 50, 357, 1993

R

Racine R., in IAU Symposium 85 “Star Clusters”, edited by J.E. Hesser, 369, 1980

Ransom S.M., exposé oral donné lors de la conférence ‘Compact objects in globular clusters’, disponible à l’adresse
online.kitp.ucsb.edu/online/clusters_c03, 2003a

Ransom S.M., Hessels J.W.T., Stairs I.H., et al., in radio pulsars, edited by M. Bailes, D. Nice & S. Thorsett, ASP conference series in press, 2003b

Rees M.J., ARA&A 22, 471, 1984

Richman H.R., ApJ 462, 404, 1996

Rutledge R.E., Bildsten L., Brown E.F., et al., ApJ 551, 921, 2001

Rutledge R.E., Bildsten L., Brown E.F., et al., ApJ 577, 346, 2002

Rutledge R.E., exposé oral donné lors de la conférence ‘Compact objects in globular clusters’, disponible à l’adresse
online.kitp.ucsb.edu/online/clusters_c03, 2003

S

Schatzman E. & Praderie F., Les étoiles, éditions du CNRS, 1990

Schlegel D.J., Finkbeiner D.P., Davies M., ApJ, 500, 525, 1998

Searle L., Zinn R., ApJ 225, 357, 1978

Shapley H., ApJ 48, 154, 1918

Sigurdsson S., Hernquist L., Nature 364, 423, 1993

Stanek K.Z. & Garnavich P.M., ApJ 503, L131, 1998

Stappers B.W., Gaensler B.M., Kaspi V.M., et al., Science 299, 1372, 2003

Strüder L., Briel, U., Dennerl K., et al., A&A 365, L18, 2001

T

Takahashi K. & Portegies Zwart S.F., ApJ 535, 759, 2000

Tauris T.M. & van den Heuvel E., Formation and Evolution of Compact Stellar X-ray Sources in Compact stellar X-ray sources, edited by W.H.G. Lewin & M. van den Klis, Cambridge University Press, astro-ph/0303456, 2003

Taylor J.H., Manchester R.N., Lyne A.G., et al., ApJS 88, 529, 1993

Thompson I.B., Kaluzny J., Pych W., et al., AJ 121, 3089, 2001

Tsuchiya T., Dinescu D.I., Korchagin V.I., ApJ 589, L29, 2003

Turner M.J.L., Abbey A., Arnaud M., et al., A&A 365, L27, 2001

V

Verbunt F., Elson R., van Paradijs J., MNRAS 210, 899, 1984

Verbunt F. & Hut P., IAUS 125, 187, 1987

Verbunt F. & Meylan G., A&A 203, 297, 1988

Verbunt F. & van den Heuvel E.P.J., Formation and evolution of neutron stars and black holes in binaries, in X-ray binaries, edited by W.H.G. Lewin, J. van Paradijs & E.P. van den Heuvel, Cambridge University Press, 1995

Verbunt F. & Johnston H.M., A&A 358, 910, 2000

Verbunt F., A&A 368, 137, 2001

Verbunt F., in Omega Centauri : a unique window into astrophysics, ASP conference proceedings volume 265, edited by F. van Leeuwen, J.D. Hughes & G. Piotto, 289, 2002

Verbunt F., in New Horizons in globular cluster astronomy, edited by G. Piotto, ASP conference serie 296, 245, 2003

W

Webb N.A., Gendre B., Barret D., A&A
381, 481, 2002

Webb N.A., Serre D., Gendre B., et al.,
A&A submitted, 2004

White R.J. & Ghez A.M., ApJ 556, 265,
2001

Wijnands R., Miller J.M., Markwardt C., et
al., ApJ 560, L159, 2001

Wijnands R., Heinke C.O., Pooley D., et
al., ApJ submitted, astro-ph/0310144,
2003

Z

Zavlin V.E., Pavlov G.G., Shibano Y.A.,
A&A 315, 141, 1996

Annexe

Article Webb et al. 2001, A&A 381, 481

First XMM-Newton observations of the globular cluster M 22

N. A. Webb, B. Gendre, and D. Barret

Centre d'Étude Spatiale des Rayonnements, 9 avenue du Colonel Roche, 31028 Toulouse Cedex 04, France

Received 6 June 2001 / Accepted 25 October 2001

Abstract. We have examined preliminary data of the globular cluster, M 22, from the EPIC MOS detectors on board *XMM-Newton*. We have detected 27 X-ray sources within the centre of the field of view, 24 of which are new detections. Three sources were found within the core of the cluster. From spectral analysis of the X-ray sources, it is possible that the object at the centre of the core is a quiescent X-ray transient and those lying further out are maybe cataclysmic variables.

Key words. stars: luminosity function, mass function – galaxy: globular clusters: individual: M 22 – X-rays: general – stars: binaries: general

1. Introduction

The nearby (2.6 ± 0.3 kpc, Peterson & Cudworth 1994) globular cluster, M 22 (NGC 6656) has previously been studied by the X-ray satellites *Rosat* and *Einstein* (see e.g. Verbunt 2001 and references therein). Eight X-ray sources ($L_x \lesssim 10^{34.5}$ ergs $^{-1}$, Hertz & Grindlay 1983) have already been detected in the direction of the cluster (Johnston et al. 1994), using the *Rosat* PSPC, where the source detected within the core radius is believed to be related to the cluster. The eight sources detected by ROSAT include two of the four X-ray sources detected by *Einstein* (Hertz & Grindlay 1983). In this paper we present observations of M 22 taken with the sensitive EPIC MOS camera on board *XMM-Newton*. We have detected 27 new sources, using this new instrument, in the direction of the cluster. Through statistical and spectral analysis, we have tried to determine the nature of the sources detected within the core radius and their relationship to the cluster.

Globular clusters are known to contain two classes of X-ray sources: the bright sources which are neutron star low-mass X-ray binaries and the so-called “dim” sources, with $L_x \lesssim 10^{34.5}$ ergs $^{-1}$ (Hertz & Grindlay 1983), whose nature is still discussed. The dim sources are intrinsically faint and badly affected by interstellar absorption, which prevents many sources from being discovered. Although the nature of these sources is unclear, they may be cataclysmic variables (Hertz & Grindlay 1983) or other types of binary systems (Verbunt & Johnston 2000). It is expected that globular clusters should contain many binary systems due to the interactions occurring within the clusters (Di Stefano & Rappaport 1994). However only a few

such binary systems have been confirmed (e.g. Verbunt & Hasinger 1998 and references therein).

2. Observations and data reduction

We have obtained approximately 37 kiloseconds (ks) of observations of the globular cluster M 22, with *XMM-Newton*. Observations were made between 19–20 September 2000, during the “Routine Observing Phase”. However, approximately 15 ks were lost due to high background activity from a solar flare. We present the data obtained with the EPIC MOS detectors, using the full frame mode (see Turner et al. 2001).

The data were processed using the standard MOS pipeline software, provided in Version 5.0 of the *XMM-Newton* SAS (Science Analysis Software). Bad pixels were removed from the data, using the task “badpixfind” and the event lists were filtered, so that 0–12 of the predefined patterns were retained. The high background periods were identified by defining a count rate threshold above the low background rate and the periods of higher background counts were then eliminated from the event list. The resulting background is then very stable (see also Briel et al. 2001), especially on a small scale, and could then be subtracted. The event lists from the two MOS cameras were merged, to increase the signal-to-noise. The resulting exposure corrected image, in the energy range 0.2–10 keV, is presented in Fig. 1.

We compare the *XMM-Newton* image with the images from the *Rosat* PSPC and HRI observations, obtained from the *Rosat* archive at the Max-Planck-Institut für extraterrestrische Physik. The PSPC data, were taken on 14 March 1991 (8.295 ks) and the two HRI observations

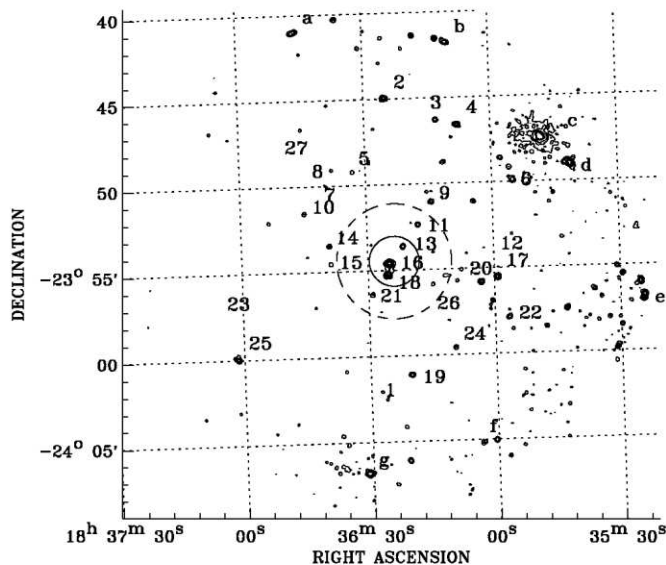


Fig. 1. The reduced, 22 ks exposure of M 22, in the energy range 0.2–10 keV, from the two EPIC MOS cameras. The inner circle (solid line) shows the core radius (85.11"). The larger circle (dashed line), shows the half mass radius (3.3'). The right ascension and the declination are shown on the abscissa and the ordinate respectively. The numbers correspond to the ID numbers given in Table 1. A zoom of the central region can be seen in Fig. 2.

were taken on 16–17 September 1992 and 18–21 March 1993 (9.474 ks and 31.709 ks respectively).

3. The sources

The *XMM-Newton* sources were first detected using the SAS EPIC source detection task “eboxdetect”, which employs a “local” source detection algorithm. A box of 5×5 pixels was used to detect the point sources and then the same box was used on the background. To detect the extended sources, two iterations were made with a box of 10×10 pixels and then 20×20 pixels. A detection likelihood could then be calculated.

27 sources (see Table 1) have been detected using the SAS task “emldetect”, using a maximum detection likelihood of 15. However, only sources in the centre of the field of view (FOV) have been detected with this task. We have detected a further 7 sources manually, sources a–g (see Table 1), at larger off-axis angles, including the extended source, source c (source A in Hertz & Grindlay 1983). These sources all have high count rates and so we are confident that they are real sources. All the detected sources can be seen, numbered, in Fig. 1. In the outer regions of the FOV, some background fluctuations with multiple contours can be seen, as fluctuations are magnified in these outer regions, when correcting for vignetting. It is for this reason that we have used a maximum detection likelihood method to detect the sources.

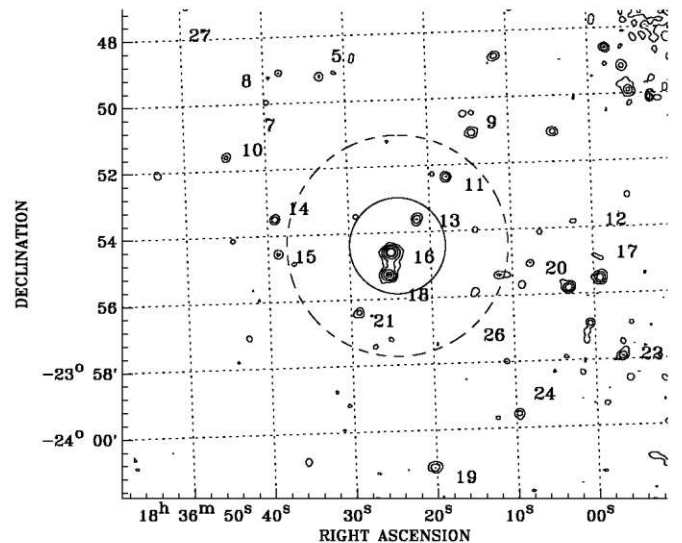


Fig. 2. A zoom of the reduced, 22 ks exposure of M 22 (Fig. 1). The inner circle (solid line) again shows the core radius. The larger circle (dashed line), shows the half mass radius. The right ascension and the declination are shown on the abscissa and the ordinate respectively. The numbers correspond to the ID numbers given in Table 1. The contours describe 3, 6, 11, 20 and 25 sigma certainties.

We have detected three sources within the core radius of M 22 (85.11", Djorgovski 1993), sources 13, 16 and 18 (indicated by a * in Table 1), and five sources within the half-mass radius (3.3', Harris 1996), sources 13, 16, 18, 11 and 21, where previous observations have detected only one (source 16: using *Einstein*, Hertz & Grindlay 1983; *Rosat* PSPC, Johnston et al. 1994; and *Rosat* HRI, Verbunt 2001). The average counts from the MOS 1 and MOS 2 detectors with their associated errors and the unabsorbed flux at Earth ($\times 10^{-14}$ ergs cm $^{-2}$ s $^{-1}$) in the energy band 0.5–2.5 keV are given in Table 1. This energy band has been chosen, so that the results are comparable with former source detections, e.g. Johnston et al. (1994). We have assumed a 5 keV exponential spectrum, using the column density $N_H = 2.2 \times 10^{21}$ cm $^{-2}$, and a distance of 3 kpc, in the same way as Johnston et al. (1994). The approximate position of each source detected and any former detection is also given.

The dataset received was incomplete, so the astrometry was improved using the 3 sources that were detected both in our data and by the *Rosat* HRI (sources 16, 27 and e, Table 1). An IDL routine was used to derive the adjustment required for the MOS data to align with the HRI data. We found that we required both a small transversal shift and rotation, in the same manner as Hasinger et al. (2001). This leads to a residual error of $\sim 5.5''$, where the largest error is due to the position error of the sources detected by the HRI.

The six brightest sources detected by the *Rosat* PSPC have also been detected by the EPIC MOS detectors. However, the two weakest sources detected by the PSPC

Table 1. X-ray sources in the direction of M 22, as determined from the EPIC MOS observations.

ID	For. ID	RA (2000) h m s	Dec (2000) ° ′ ″	Average Counts	Flux $\times 10^{-14}$
1		18 36 24.0	-24 02 21.0	25 ± 6	1.04
2		18 36 27.9	-23 44 58.4	47 ± 7	1.95
3		18 36 15.4	-23 46 06.7	26 ± 6	1.08
4	1	18 36 10.5	-23 46 19.6	52 ± 8	2.16
5		18 36 34.8	-23 49 19.2	28 ± 6	1.16
6		18 35 56.8	-23 49 20.6	24 ± 6	1.00
7		18 36 40.0	-23 50 48.9	23 ± 5	0.95
8		18 36 05.9	-23 50 43.1	27 ± 6	1.12
9		18 36 15.8	-23 50 51.1	29 ± 6	1.20
10		18 36 45.7	-23 51 48.0	29 ± 6	1.20
11		18 36 18.6	-23 52 09.7	29 ± 6	1.16
12		18 36 02.7	-23 53 21.2	23 ± 5	0.95
13*		18 36 21.9	-23 53 30.7	40 ± 7	1.66
14		18 36 39.3	-23 53 40.9	43 ± 7	1.78
15		18 36 38.7	-23 54 39.5	26 ± 6	1.08
16*	B, 4	18 36 25.0	-23 54 32.3	193 ± 13	8.01
17		18 35 59.1	-23 54 58.4	45 ± 7	1.87
18*		18 36 25.2	-23 55 08.8	92 ± 9	3.82
19		18 36 18.5	-24 00 52.8	42 ± 7	1.74
20		18 36 03.0	-23 55 21.4	55 ± 7	2.28
21		18 36 28.6	-23 56 22.8	23 ± 6	0.95
22		18 35 55.6	-23 57 14.1	20 ± 5	0.83
23		18 37 00.8	-23 58 24.4	22 ± 5	0.91
24		18 36 08.5	-23 59 13.9	21 ± 5	0.87
25		18 37 00.4	-24 00 22.9	56 ± 7	2.32
26		18 36 19.3	-23 57 10.0	26 ± 6	1.08
27	9	18 36 49.0	-23 48 02.7	42 ± 9	1.74
a		18 36 50.5	-23 41 24.5	47 ± 9	1.95
b		18 36 14.1	-23 41 38.6	64 ± 10	2.66
c	A, 3	18 35 50.6	-23 46 49.4	256 ± 17	10.62
d		18 35 43.0	-23 48 18.3	145 ± 13	6.02
e	5	18 35 23.8	-23 55 52.0	171 ± 16	7.10
f	7	18 36 00.5	-24 04 41.1	44 ± 8	1.83
g	8	18 36 27.3	-24 06 48.2	72 ± 9	3.00

ID: 1–27, sources in the centre of the EPIC MOS FOV.
a–g at the edge of the EPIC MOS FOV.

For. ID: A–B, *Einstein*, Hertz & Grindlay (1983);

1–8, *Rosat* PSPC, Johnston et al. (1994);

9, *Rosat* HRI only, Verbunt (2001).

* Denotes sources within the core.

are not apparent in our data. We have searched to a limiting luminosity of 3.0×10^{30} ergs s⁻¹ in the 0.5–2.5 keV band, derived in a similar manner as Johnston & Verbunt (1996), using the upper limits of 3 positions, in or near to the core. As the *Rosat* PSPC has a lower limiting luminosity of 1.3×10^{31} ergs s⁻¹ in the 0.5–2.5 keV band (Johnston & Verbunt 1996), but the maximum likelihood of existence for each is $\gtrsim 10$ (Johnston et al. 1994), the two faintest sources detected by the PSPC are likely to be variable sources.

4. Cluster Membership

It is unclear how many of the sources that we have detected are indeed members of the cluster. Searching the SIMBAD database, none of the X-ray sources have an optical counterpart that lies within the error box of the X-ray determined coordinates. We have therefore tried to evaluate whether we see an overdensity of sources within the core of the cluster, in a similar manner to Fox et al. (1996). We have used the log N –log S relation derived from *XMM-Newton* observations of the Lockman Hole (Hasinger et al. 2001). Our lowest detected source has an unabsorbed flux value of 8.3×10^{-15} ergs cm⁻² s⁻¹ (0.5–2.5 keV). In the same energy range (0.5–2.0 keV) as the log N –log S relationship, this is 6.0×10^{-15} ergs cm⁻² s⁻¹. Using a spectrum with a photon index of 2.0, the photon index given for sources in the energy band 0.5–2.0 keV (Hasinger et al. 2001), rather than the 5 keV exponential spectrum that we have used to determine the flux, the flux drops to 3.3×10^{-15} ergs cm⁻² s⁻¹. This indicates that we should see 220 sources per square degree, using the log N –log S relationship. However the area of the core is 1.76×10^{-3} square degrees, thus we expect 0.4 sources within the core. According to Poisson statistics, using the expected number of sources and one trial, the probability of a chance detection of one source in the core is $\sim 27\%$.

In addition, it is also possible to calculate the probability that the sources within the core are not simply spurious identifications with the cluster, in the same manner as Verbunt (2001). Using the probability, p , that one serendipitous source in the MOS observation is at a distance $r < R$ from the cluster centre, located at RA = $18^{\text{h}}36^{\text{m}}24.2^{\text{s}}$, Dec = $-23^{\circ}54'12''$ for M 22 (Djorgovski & Meylan 1993), where $p = (R/r_d)^2$ and r_d is the radius of the field of view. For our observations with *XMM-Newton*, we consider only the central field of view (radius = 0.134°), where 27 sources have been automatically detected (see Sect. 3). The probability of not finding any sources in a single trial simply by chance, within the core radius, is 97%. In 27 trials, for the 27 sources, the probability of finding no sources within the core radius is 44%. It is therefore possible that the faintest source within the core radius (source 13) may not be related to the cluster, where from their brightness, the other two core sources are more likely to be related.

We also consider the sources within the half-mass radius, as these sources are likely to be associated with the cluster. Both the *Einstein* observations, $L_{\text{min}} = 1.02 \times 10^{32}$ ergs s⁻¹ in the 0.5–2.5 keV band (source D), with a limiting luminosity of the observations of approximately 1.0×10^{32} ergs s⁻¹ (Hertz & Grindlay 1983) and the *Rosat* PSPC data, where the limiting luminosity is 1.3×10^{31} ergs s⁻¹ in the 0.5–2.5 keV band (Johnston et al. 1994) have detected only 1 source within the half-mass radius. Scaling the lowest observed luminosity in a similar way as we have already done, and using the same log N –log S relation derived from *XMM-Newton* observations of the Lockman Hole (Hasinger et al. 2001), for the half-mass

radius of the *Einstein* observations, we should see approximately zero X-ray sources in such an area and similarly for the *Rosat* observations. For our observations with *XMM-Newton*, 2 sources would be expected, thus we see an over-density of 3 X-ray sources within the half-mass radius. If the sources detected within the half-mass radius are at the distance of the cluster, their luminosities range from $1.0\text{--}8.7 \times 10^{31} \text{ erg s}^{-1}$, in the 0.5–2.5 keV band, where $8.7 \times 10^{31} \text{ erg s}^{-1}$ is the luminosity of the most central source, source 16.

5. Variability

X-ray variability can occur on different timescales, depending on the source of the variability, variations from milliseconds (e.g. from the neutron star spin and orbital motion close around the neutron star, van der Klis 2000) to hours (e.g. the spin period of the white dwarf in OY Car (Ramsay et al. 2001)). It can therefore be a useful diagnostic of the nature of the object observed.

We have attempted a timing study of source 16, which has the highest count rate of all the objects in the centre of the field of view. However, using the counts from all the energy bands, over the 37 ks, results in only 0.011 counts per second. We have binned the counts into bins of several hundred seconds and performed a period search using the time-series analysis package “period”. However, we found no significant period in the data, other than the period on which the data were binned, and aliases thereof.

Binning the longest continuous sample of data into 4 data bins, where each bin contains approximately 85 counts, no variability can be seen, larger than the size of the error bars. We therefore require further counts to carry out a proper study.

6. Spectra

We have fitted the spectra of the sources within the cluster core, between 0.2–10 keV. Two of these sources are two of the brightest of the 27 sources detected in the centre of the field of view. For all of the fits, we have used a column density of $N_{\text{H}} = 2.16 \times 10^{21} \text{ cm}^{-2}$, as was used in Johnston et al. (1994).

The best fit absorbed power law spectrum to the most central source, source 16 (Table 1) is shown in Fig. 3. As the channel boundaries are different for MOS1 and MOS2, the fit is duplicated, as can be seen in Fig. 3, although the fit is indeed the same in both cases. The data has been binned up, to contain at least 20 counts in each bin. The fit with the lowest χ^2_{ν} for the above data is a power law with a spectral index of 1.84 ± 0.17 ($\chi^2_{\nu} = 0.983$, 27 degrees of freedom). All the errors quoted are at the 90% confidence limit. However we obtain almost an equally good fit for a single component, bremsstrahlung model, with the parameters $kT = 4.51 \pm 1.51 \text{ keV}$ ($\chi^2_{\nu} = 1.004$). The poorest, yet still acceptable fit is a blackbody, the source has a temperature of $0.58 \pm 0.04 \text{ keV}$ ($\chi^2_{\nu} = 1.406$). We

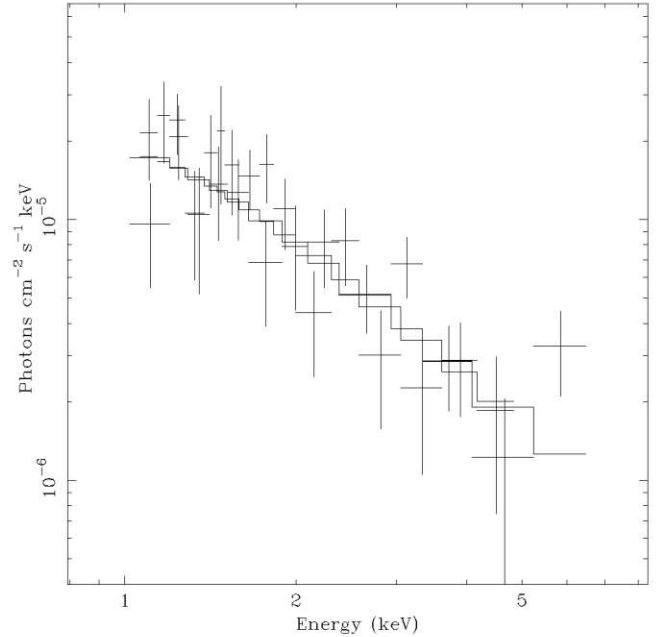


Fig. 3. Spectrum of source 16, between 1–7 keV. Data from both the EPIC MOS cameras are plotted, where each data bin contains at least 20 counts. The solid lines show the best absorbed power law fit.

calculated the hardness ratios for the regions 3.0–10.0/1.0–3.0 keV and 1.0–3.0/0.5–1.0 keV. These show a hard spectrum with no high energy cutoff, with values of 0.52 ± 0.09 and 3.05 ± 0.99 for the two ratios respectively.

Sources expected are soft X-ray transients in quiescence (Verbunt & Hut 1987), cataclysmic variables, RS CVn binaries, and recycled neutron stars (Verbunt & Johnston 2000). Bahcall & Lightman (1976) (see also Lightman et al. 1980; Grindlay et al. 1984) discuss the fact that an X-ray source in a globular cluster can be treated as a test particle in thermal equilibrium with the other cluster stars. Thus, the probability distribution for the location of the X-ray source depends on its mass, with the more massive objects lying nearer to the centre of the cluster.

The most massive object expected in a globular cluster, is a quiescent X-ray transient, containing a black hole. In globular clusters with a high density of stars, the dynamical evolution is so rapid that many black holes will be ejected from the system on relatively short time-scales (Portegies Zwart & McMillan 2000; Kulkarni et al 1993), although some of these will be retained in the cluster and may capture a “normal star” to form a low mass X-ray binary, with occasional X-ray outbursts (Kulkarni et al. 1993).

This spectrum is similar to the black hole X-ray transient spectra depicted in Asai et al. (1996), Asai et al. (1998) and Campana & Stella (2000). If the most central object were a black hole X-ray transient, it would be likely that the compact object accretes via an advection dominated accretion flow (ADAF), see Narayan et al. (1996),

where it is proposed that such objects would show hard X-ray spectra.

Neutron stars have a mass of approximately $1.4 M_{\odot}$ (e.g. Thorsett et al. 1993), and thus an X-ray binary in such a globular cluster would have a lower mass if the black hole were replaced with a neutron star. The observed spectrum has a blackbody temperature higher than that of the proposed identification of a quiescent transient neutron star in the globular cluster NGC 5139, and other similar objects examined (Rutledge et al. 2001), although the hard spectral tail has a power law photon index that is consistent with quiescent transient neutron stars known (Rutledge et al. 2001; Asai et al. 1996). Alternatively, globular clusters are already known to be a rich source of millisecond pulsars (D’Amico et al. 2001). 12 millisecond pulsars (MSP) have also recently been detected by the X-ray telescope *Chandra* in the globular cluster 47 Tuc (Grindlay et al. 2000). Our spectral analysis does not exclude the possibility that source 16 is a MSP.

X-ray transients have a higher minimum mass than cataclysmic variables, where the minimum mass of a known cataclysmic variable (CV) is approximately $0.5 M_{\odot}$ (Ritter & Kolb 1998). A large number of CVs are expected to form in globular clusters through tidal capture (Hertz & Wood 1985) and therefore to exist and contribute to the number of low-luminosity X-ray sources observed in such clusters (Di Stefano & Rappaport 1994). RS CVn binaries in a globular cluster contain a late-type, usually evolved, (spectral type $\sim K/M$) star. For M 22, where the turn-off mass is about $0.8 M_{\odot}$ (Piotto & Zoccali 1999), RS CVn binaries within the cluster should have a similar mass to CVs in the cluster.

We have detected a second source (source 18) at the centre of the globular cluster, only $36''$ from source 16 (source B in Hertz & Grindlay 1983). Source 16, in the core of the cluster, has been detected by both *Einstein* and *Rosat*, but in both cases, as a single source. This second source is, however, too faint to have been detected by the deepest survey, by the *Rosat* PSPC, Johnston et al. (1994). Fitting this source in a similar manner, we find that a power law fit with a spectral index of 1.36 ± 0.26 ($\chi^2_{\nu} = 1.357$, 12 degrees of freedom) gives the best χ^2_{ν} . A blackbody with a temperature of 0.76 ± 0.09 keV ($\chi^2_{\nu} = 1.875$), can also be used to describe the data. However, we find that a bremsstrahlung model is not a good description of the data. We calculated the hardness ratios in the same way as for source 16. The hardness ratios, 0.29 ± 0.07 and 3.36 ± 1.38 respectively, show that the two sources, 16 and 18, are indeed different.

As a large number of cataclysmic variables are expected in globular cluster systems, it could be expected that this source is a cataclysmic variable. However, the spectrum is not typical of a CV, e.g. Richman (1996), who finds, in general, that a bremsstrahlung model with a temperature of $kT = 0.1\text{--}5$ keV is a good description of the X-ray spectra of many CVs. However, Richman also finds, in the case of case of GQ Mus, that a low temperature blackbody is the best description.

Van Teesling & Verbunt (1994) find that a wider range of models fit the CV spectra, including multiple component fits.

The spectra of sources 16 and 18, are significantly different, especially the hardness ratios, supporting the fact that they are indeed different, individual sources. The third source in the cluster core has too few counts to be fitted accurately.

7. Conclusion

We have examined preliminary data from the EPIC MOS detectors on board *XMM-Newton* of the globular cluster M 22. We have detected 27 X-ray sources within the field of view, in the line of sight to M 22 and a further 7 sources at larger off-axis angles. These identifications include 7 of the sources formerly detected, but we find no evidence for the two faintest sources found by the *Rosat* PSPC camera. We have detected three sources within the core of M 22, where previous observations have detected only one.

It is unclear which sources are associated with the cluster, as none of the sources coincide with known optically identified sources, although it is likely that all 3 of the sources detected within the core radius are associated with the cluster. We have presented evidence, through the X-ray spectra, to indicate that the X-ray source at the centre of the core may be a quiescent X-ray transient and that the two sources lying further out may be cataclysmic variables.

Acknowledgements. We are grateful to M. Aurière and J. Ballet for their comments during the preparation of this manuscript. We are also very grateful to the referee, Frank Verbunt, for many helpful comments.

References

- Asai, K., Dotani, T., Mitsuda, K., et al. 1996, PASJ, 48, 257
- Asai, K., Dotani, T., Hoshi, R., et al. 1998, PASJ, 50, 611
- Bahcall, J. N., & Wolf, R. A. 1976, ApJ, 209, 214
- Briel, U. G., Aschenbach, B., Englhauser, J., et al. 1997, *Rosat* User’s Handbook
- Briel, U. G., Henry, J. P., Lumb, D. H., et al. 2001, A&A, 365, L60
- Campana, S., & Stella, L. 2000, ApJ, 541, 849
- D’Amico, N., Lyne, A., Manchester, R. N., Possenti, A., & Camilo, F. 2001, ApJ, 548, L171
- Di Stefano, R., & Rappaport, S. 1994, ApJ, 423, 274
- Djorgovski, S., & Meylan, G. 1993, ASP Conf. Ser., 50, 325
- Djorgovski, S. 1993, ASP Conf. Ser., 50, 373
- Fox, D., Lewin, W., Margon, B., van Paradijs, J., & Verbunt, F. 1996, MNRAS, 282, 1027
- Gray, D. F. 1992, The Observation and Analysis of Stellar Photospheres, 2nd ed. (Cambridge Univ. Press, Cambridge)
- Grindlay, J., Hertz, P., Steiner, J. E., Murray, S. S., & Lightman, A. P. 1984, ApJ, 282, L13
- Grindlay, J., Heinke, C. O., Edmonds, P. D., Murray, S. S., & Camilo, F. 2000, A&AS, 197, 126
- Harris, W. 1996, AJ, 112, 1487

- Hasinger, G., Turner, J., George, I., & Boese, G. 1992, GSFC OGIP Calibration Memo CAL/ROS/92-001, Technical Report, GSFC
- Hasinger, G., Altieri, B., Arnaud, M., et al. 2000, *A&A*, 365, L45
- Hertz, P., & Grindlay, J. 1983, *ApJ*, 275, 105
- Hertz, P., & Wood, K. S. 1985, *ApJ*, 290, 171
- Johnston, H. M., Verbunt, F., & Hasinger, G. 1994, *A&A*, 289, 736
- Johnston, H. M., & Verbunt, F. 1996, *A&A*, 312, 80
- Kulkarni, S. R., Hut, P., & McMillan, S. 1993, *Nature*, 364, 421
- Lightman, A. P., Hertz, P., & Grindlay, J. 1980, *ApJ*, 241, 367
- Narayan, R., McClintock, J. E., & Yi, I. 1996, *ApJ*, 457, 821
- Peterson, R. C., & Cudworth, K. M. 1994, *ApJ*, 420, 612
- Piotto, G., & Zoccali, M. 1999, *A&A*, 345, 485
- Portegies, Zwart, S. F., & McMillan, S. L. W. 2000, *ApJ*, 528, 17
- Ramsay, G., Poole, T., Mason, K., et al. 2001, *A&A*, 365, 288
- Richman, H. R. 1996, *ApJ*, 462, 404
- Rutledge, R. E., Bildsten, L., Brown, E. F., Pavlov, G. G., & Zavlin, V. E. 2001, *ApJ*, submitted
- Ritter, H., & Kolb, U. 1998, *A&AS*, 129, 83
- Thorsett, S. E., Arzoumanian, Z., McKinnon, M. M., & Taylor, J. H. 1993, *ApJ*, 405, 29
- Turner, M. J. L., Abbey, A., Arnaud, M., et al. 2001, *A&A*, 365, L27
- van der Klis, M. 2000, *ARA&A*, 38, 717
- Verbunt, F. 2001, *A&A*, 368, 137
- Verbunt, F., Bunk, W., Hasinger, G., & Johnston, H. M. 1995, *A&A*, 300, 732
- Verbunt, F., & Hasinger, G. 1998, *A&A*, 336, 895
- Verbunt, F., & Hut, P. 1987, *IAUS*, 125, 187
- Verbunt, F., & Johnston, H. M. 2000, *A&A*, 358, 910

The study of the galactic globular cluster faint X-ray sources observed with XMM-Newton

Abstract

Globular clusters contain two classes of X-ray sources: sources with high luminosities ($L_x > 10^{36}$ ergs/s), which are low mass X-ray binaries identical to those located within the galactic disk; and low luminosity sources ($L_x < 10^{34.5}$ ergs/s), which comprise several types of objects, most of which are binary systems, where the matter being accreted onto one of the binary components (a neutron star, a white dwarf) is responsible for the X-ray emission observed.

Determining the globular cluster X-ray source populations thus allows one to study the formation mechanisms of binary systems, which play a fundamental role in the evolution of globular clusters by maintaining their dynamical equilibrium.

This thesis is devoted to the study of the X-ray source populations of four globular clusters observed by XMM-Newton and/or Chandra : ω Cen, M13, M22 et NGC 6366. We have used this sample to test the binary formation scenario as a function of the mass, size and stellar density of the clusters.

We have associated several faint X-ray sources with each cluster (30, 5, 2, 1 respectively). These sources are located within or near the core of the clusters, but we have also detected a significant excess of sources in the outer regions of the cluster ω Cen. In addition we have discovered a low mass X-ray binary with a neutron star primary in M13 (and we have tried to identify the optical counterpart in archival HST data).

We show that the number of low mass X-ray binaries with neutron star primaries is correlated with the stellar encounter rates in globular clusters. This may indicate that these binaries are formed through gravitational interactions. We have also studied the formation mechanisms of the other binary systems in globular clusters.

